

**EGYDIMENZIÓS HATÁRRÉTEG MODELL FEJLESZTÉSE  
ÉS A TURBULENS KICSERÉLŐDÉSI  
FOLYAMATOK VIZSGÁLATA**

Doktori értekezés

**Bordás Árpád**



**Környezettudományi Doktori Iskola**

Iskolavezető: Dr. Jánosi Imre Miklós egyetemi tanár

**Környezetfizika program**

Programvezető: Dr. Jánosi Imre Miklós egyetemi tanár

**Témavezető:**

Dr. Weidinger Tamás egyetemi docens

Földrajztudomány (meteorológia) kandidátusa

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Meteorológiai Tanszék

Budapest, 2015.

## TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés.....	3
2. A planetáris határréteg szerkezete.....	5
3. A keveredési modellek áttekintése.....	10
3.1. A diffúziós keveredési modell.....	10
3.2. Az konvekciós keveredési modellek.....	12
3.3. A transilient keveredési elmélet és a kombinált keveredési modellek.....	13
3.3.1. Az aszimmetrikus konvektív modell (ACM).....	14
3.3.2. ACM2 – az ACM továbbfejlesztett változata.....	16
3.3.3. A DB keveredési modell.....	16
4. A lokális és nemlokális keveredés aránya.....	18
4.1. Az arány becslése.....	18
4.2. Az arányszám becslésének érzékenység-vizsgálata.....	20
5. Összehasonlító vizsgálatok.....	24
5.1. A talajmenti modellréteg.....	24
5.2. A keveredési réteg folyamatainak modellezése.....	26
5.2.1. Az alkalmazott elsőrendű lezárás.....	26
5.2.2. A másfeles MYJ lezárás.....	28
5.3. A határréteg-vastagság meghatározása.....	30
5.4. Eredmények.....	32
5.4.1. A potenciális hőmérséklet profiljai.....	33
5.4.2. Szélprofilok.....	36
5.4.3. A fel- és leáramlás vizsgálata.....	38
5.4.4. A határréteg-vastagság menetének vizsgálata.....	40
6. Modellverifikáció – a Wangara adatsor alkalmazása.....	42
6.1. A Wangara kampány.....	42
6.2. Eredmények.....	44
6.2.1. A virtuális potenciális hőmérséklet profiljai.....	45
6.2.2. Szélprofilok.....	48
6.2.3. A határréteg-vastagság becslése.....	54

7. A Fennec kampány és a Szahara térségében kialakuló határréteg szerkezetének vizsgálata.....	56
7.1. A Fennec kampány .....	57
7.2. A Szahara felett kialakuló PHR szerkezetének vizsgálata .....	59
7.2.1. Az 1D modell alkalmazása .....	60
7.2.2. A 3D WRF modell alkalmazása .....	65
8. Összefoglalás .....	72
Függelék .....	76
Felhasznált irodalom .....	78
Köszönetnyilvánítás .....	91
Rövid összegzés.....	92
Summary.....	93

## 1. BEVEZETÉS

A planetáris határreteg (PHR) a troposféra alsó része, ahol a felszín, mint mechanikus és termikus kényszer hatása érvényesül. Az elnevezésben a planetáris szó arra utal, hogy minden szilárd (vagy folyékony) felszínnel és légkörrel rendelkező égitest felszínközeli folyamatai hasonló fizikai törvények segítségével írhatóak le. A felszíni viszonyoktól függően a határreteg vastagsága 100 m-től 3 km-ig (Stull, 1988) terjed, kivételes esetben azonban elérheti a 6 km-es (Gamo, 1996) vagy ennél magasabb értékeket is (Lorenz and Zimbelman, 2014). A troposféra határretegén kívül eső részét, ahol a felszín hatása már nem érzékelhető, szabad légkörnek nevezzük. A PHR az emberi tevékenység fő színtere, itt kezdődik és itt zárul a légköri nyomanyagok ciklusa, itt található a szennyezőanyag-források majdnem teljes egésze, valamint a határretegén keresztül zajlik az éghajlati szempontból is fontos felszín-légkör kölcsönhatás (Wallace and Hobbs, 2006). A határreteg szerkezetének megismerése és az itt lejátszódó kicserélődési folyamatok megértése a mindennapi gyakorlat szempontjából is fontos, gondoljunk csak a levegőkörnyezeti kérdésekre (terjedési modellek, ülepedési folyamatok), vagy a repülésmeteorológiára.

A felszín mechanikus és termikus hatásának köszönhetően a határretegben az áramlás összességében turbulens. A turbulencia elemi formája úgy tekinthető, mint a különböző méretű (a milliméterestől a kilométeres nagyságrendig terjedő) örvények együttese. A turbulens áramlási folyamatok térben és időben is rendezetlenek, a fluktuációk véletlenszerűnek tekinthetők. A turbulencia alapvetően nemlineáris jelenség, ezért reménytelen az alapegyenletek analitikus megoldása (Frisch, 1995). A határreteg-kutatás fő célja a PHR-ben lejátszódó turbulens folyamatok megértése. Ehhez az elméleti kutatások, a numerikus modellszámítások, illetve a mérés technika és a mérési módszerek fejlesztése egyaránt hozzátartozik.

A határreteg szerkezetének tanulmányozásában kiemelt szerepet játszanak az egydimenziós (1D) vertikális modellek (Stull, 1988). Alkalmazásukkal – történelmi vonatkoztatásban értelmezett szerény számítógépes kapacitás mellett is – lehetőség nyílt a PHR-ben lejátszódó turbulens keveredési folyamatok szimulálására, a határreteg tulajdonságainak vizsgálatára. Könnyen alkalmazható eszközt jelentenek az oktatásban is. Az 1D modellek fejlesztése lehetőséget nyújt új parametrizációs eljárások



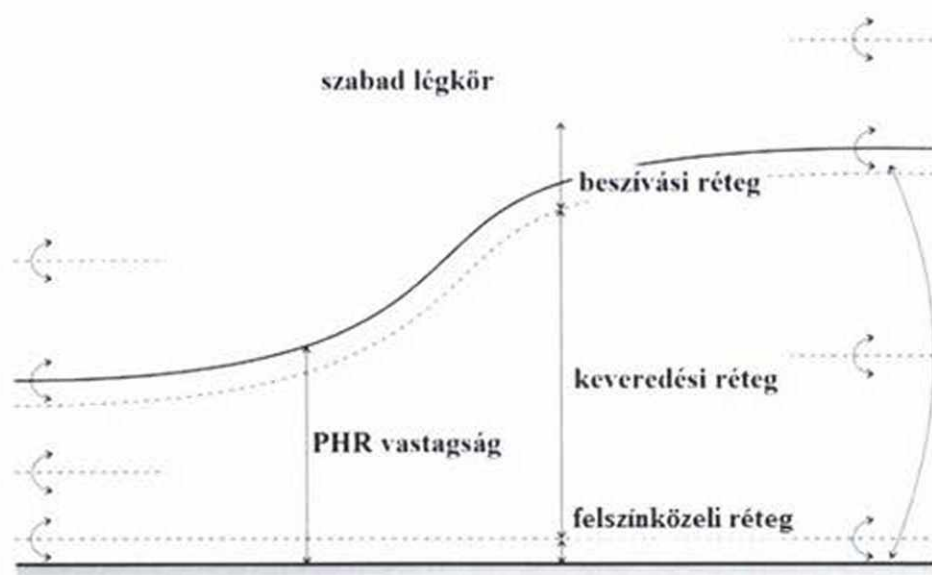
tesztelésére, az összetett háromdimenziós (3D) meteorológiai-, terjedési- és környezeti modellek modernizálására.

Munkám elsődleges célja egy saját elképzelés szerint szerkesztett keveredési modell (angolul *mixing scheme*) leírása, a segítségével épített 1D PHR modell bemutatása és tulajdonságainak vizsgálata. A keveredési modell a rácsfelbontás alatti (lokális) és rácsfelbontás feletti (nemlokális) kicserélődési folyamatok hatását összegezve szimulálja a turbulens keveredést. Alkalmazása során szükség van a lokális és nemlokális folyamatok arányának a meghatározására. Foglalkozom az arány becslésére kidolgozott elméleti módszerben rejlő bizonytalanság vizsgálatával és a modellezésre gyakorolt hatásának elemzésével. Az 1D határréteg-modell tulajdonságainak részletes megismerése érdekében összehasonlító vizsgálatokat végeztem. Különböző keveredési modellek és lezárási eljárások segítségével szimulált vertikális profilokat vizsgáltam és vetettem össze. A modellfejlesztés szempontjából fontos verifikációt a Wangara kampány során mért rádiószondás adatok segítségével végeztem. Az 1D PHR modell segítségével vizsgáltam a Szahara térségében kialakuló erősen konvektív határréteg tulajdonságait. A sivatagok felett kialakuló határréteg minél részletesebb megismerése érdekében az 1D határréteg-modellen kívül, a 3D WRF modellt is alkalmaztam. Célom a konvektív PHR részletesebb megismerése volt.

A Bevezetést követően a dolgozat 2. fejezete a határréteg szerkezetének és tulajdonságainak bemutatásával, a vertikális PHR modellekben alkalmazott hidrodinamikai egyenletrendszer ismertetésével és az 1D modellek felépítésének leírásával foglalkozik. A 3. fejezet célja a turbulens kicserélődést szimuláló keveredési modellek összehasonlítása és osztályozása, valamint annak a folyamatnak a bemutatása, amely során a saját keveredési modellt szerkesztettem. A lokális és a nemlokális kicserélődési folyamatok arányának elméleti úton történő meghatározásával és a becslésben rejlő bizonytalanság érzékenységi vizsgálatával a 4. fejezet foglalkozik. Az 5. fejezet a keveredési modellek és a parametrizációs eljárások összehasonlító vizsgálatát tárgyalja, a 6. fejezet a modellverifikációs eljárást írja le. A 7. fejezet a Szahara térségében folytatott Fennec mérési kampányt ismerteti, ahol az EUFAR programnak köszönhetően magam is részt vettem, valamint foglalkozik a sivatagi térségekben kialakuló erősen konvektív határréteg szerkezetének vizsgálatával. A dolgozatot az összefoglalás zárja (8. fejezet).

## 2. A PLANETÁRIS HATÁRRÉTEG SZERKEZETE

A PHR szerkezetét a felszínről induló turbulens örvények és a stabilitási viszonyok alakítják (Stull, 1988; Blackadar, 1997). Stabil és neutrális rétegződés esetén, különböző vegetációs és domborzati fedettségek mellett a talajfelszín mechanikus hatása érvényesül. A felszín melegedése következtében a határréteg alulról fűtött közeggé válik, a termikus és mechanikus hatások együtt kormányozzák az úgynevezett konvektív határréteg fejlődését. Megjelennek az egyre nagyobb méretű örvények és a határréteg egyre magasabb szintekig terjed ki. A konvektív PHR fejlődését nem érthetjük meg pusztán a felszínről indulva. A szabad légkörből bekeveredő levegő hatásával, a beszívási réteg folyamataival is számolni kell. A PHR szerkezete és a határrétegben lejátszódó keveredési folyamatok az 2.1. ábrán láthatóak.

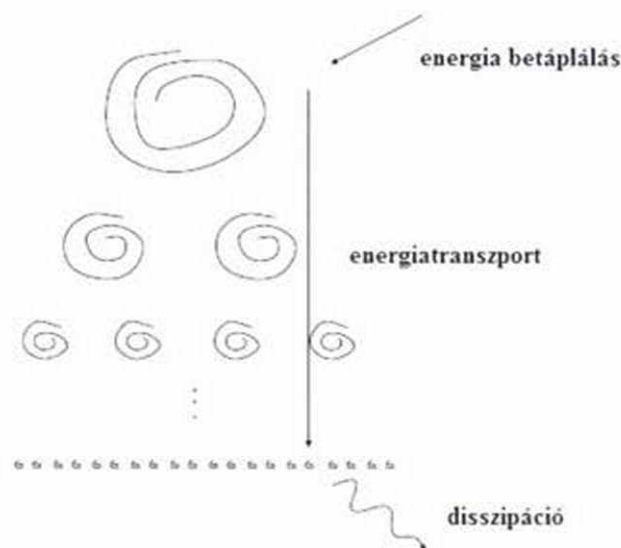


2.1. ábra. A PHR szerkezete és a turbulens keveredési folyamatok sematikus ábrázolása.

A határréteg a közel állandó vertikális hő-, nyomanyag- és impulzusáramokkal jellemzett felszínközeli rétegre és, a magassággal csökkenő súrlódási erővel jellemezett, keveredési (vagy Ekman-) rétegre osztható (2.1. ábra). A két réteg között nem húzható éles határ. A felszínközeli réteg a PHR alsó, kb. 10%-át képezi. Az áram-divergencia,

a réteg kis vastagsága miatt elhanyagolható. A rétegezettség miatt a hőmérséklet-, nyomanyag- és horizontális szélesség profilok a Monin–Obukhov elmélet alapján határozhatóak meg (Stull, 1988; Wyngaard, 2010). A keveredési rétegben az intenzív turbulens kicserélődésnek köszönhetően a vizsgált fizikai mennyiségek megközelítőleg állandónak. A keveredési réteg és a szabad légkör közötti átmeneti zóna magasságát az úgynevezett határréteg-vastagsággal jellemezzük. A PHR vastagsága napi és évszakos menetet mutat, gyakran a felhőalap is ezen a szinten található (Wallace and Hobbs, 2006).

A határréteget jellemző háromdimenziós turbulencia esetében a nagy örvények egyre kisebbekre bomlanak (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Ennek következtében az energia a nagy betáplálási mérettől a kis méretek felé áramlik. Az örvények bomlása a néhány milliméteres disszipációs hossz eléréséig tart. A PHR-re jellemző úgynevezett direkt energiaskaskád az 2.2. ábrán látható.



2.2. ábra. A háromdimenziós turbulenciát jellemző direkt energiaskaskád. Az energia-áram a disszipációs hosszhoz megfelelő örvényméret elérésig állandónak tekinthető. [Cushman-Roisin and Beckers (2011) alapján]

A PHR szerkezetének és időbeli fejlődésének megismerésében illetve a rétegvastagság meghatározásában fontos szerepet kapnak az 1D modellek. A vertikális modellek alapját a Reynolds-féle átlagokat és, az átlagtól való eltérést leíró, fluktuációkat tartalmazó hidro-termodinamikai egyenletrendszer alkotja (Stull, 1988).



Elhanyagolva a horizontális advekciót az egyenletrendszer magassági koordináta-rendszerben a következő egyenletek segítségével írható fel (Pleim and Xiu, 1995):

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{w' \theta_v'})}{\partial z}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{w' q'})}{\partial z}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{u' w'})}{\partial z} + f(v - v_g), \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{v' w'})}{\partial z} - f(u - u_g), \quad (2.4)$$

ahol  $\theta_v$  a standard nyomásra vonatkoztatott virtuális potenciális hőmérséklet,  $q$  a specifikus nedvesség,  $u$  a horizontális sebesség kelet felé mutató meridionális komponense,  $v$  a horizontális sebesség észak felé mutató zonális komponense,  $w$  a vertikális sebességkomponens,  $z$  a vertikális koordináta,  $t$  az idő. Az egyenletekben megjelenő másodrendű momentumok ( $\overline{w' \theta'}$ ,  $\overline{w' q'}$ ,  $\overline{u' w'}$  és  $\overline{v' w'}$ ) a vizsgált fizikai mennyiség vertikális fluxusai, a felületegységen egységnyi idő alatt áthaladó áramai. A (2.3) és (2.4) egyenletben megjelenő, a geosztrofikus eltérést leíró tagban  $u_g$  és  $v_g$  rendre, a geosztrofikus szél meridionális és zonális komponense,  $f$  a Coriolis-féle paraméter. Terjedési modellekben a fenti egyenletrendszer a passzív nyomanyagokra vonatkozó egyenletekkel egészül ki:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = -\frac{\partial (\overline{w' c_i'})}{\partial z} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (2.5)$$

ahol  $c_i$  egy adott nyomanyag koncentrációja,  $\overline{w' c_i'}$  a nyomanyag vertikális fluxusa és  $n$  a szemlélt nyomanyagok száma. Reaktív nyomanyagok esetében a kémiai reakciókat leíró egyenletekkel is számolni kell (Zlatev, 1995; Lagzi et al, 2009; Mészáros et al., 2012).



A fenti egyenletrendszerben a változók száma nagyobb az egyenletek számánál, az egyenletrendszer nincs lezárva. A másodrendű momentumokat az időbeli változásukat leíró egyenletek megoldásával vagy parametrizációs eljárások segítségével határozhatjuk meg. A másodrendű momentumok időbeli változására felírható egyenletekben azonban új ismeretlenként megjelennek a harmadrendű momentumok is (Zeman, 1981; Stull, 1988; Foken, 2006). A lezárás rendje eggyel kisebb, mint ahányad rendű momentumok meghatározására alkalmazunk parametrizációs eljárást. Leggyakrabban az elsőrendű- (Stull, 1988; Wyngaard, 2010) és, a turbulens kinetikus energia segítségével definiált, úgynevezett másfeles (Mellor and Yamada, 1974; Detering and Etling, 1985; Tardif and Hacker, 2006) lezárásokat használják. A másod- és magasabb rendű lezárásokat az alacsony numerikus hatékonyságuk miatt ritkábban alkalmazzák. A számítógépek fejlődésével fokozatosan lehetőség nyílt a térbeli felbontás növelésére. Abban az esetben, ha a felbontás kisebb a disszipációs hossz mértékénél, a direkt numerikus szimuláció (DNS, Direct Numerical Simulation) módszerénél (Moin and Mahesh, 1998), már nem kell parametrizációt alkalmazni. A szükséges nagy számítógépes kapacitás és a kezdeti feltételek megadásában rejlő bizonytalanság miatt ez a módszer még nem terjedt el a meteorológiai gyakorlatban. A határreteg modellezésben a módszert a parametrizációs eljárások összehasonlító vizsgálata során alkalmazták (Marlatt et al., 2012).

Az úgynevezett lokális PHR modellek a turbulens keveredést a kis méretű, rácsfelbontás alatti örvények, keverő hatásával szimulálják (Stull, 1988). Konvektív határreteg esetében gyakran alkalmaznak, a kis méretű örvények mellett, a rácsfelbontás feletti nagy méretű örvények hatásával is foglalkozó (Troen and Marth, 1986; Noh et al., 2003; Pleim, 2007a), vagy kizárólag a nagy méretű örvényekre fókuszáló (Zhang and Anthes, 1982; Fiedler and Moeng, 1985), úgynevezett nemlokális modelleket. Azt, hogy egy határreteg-modell hogyan írja le:

- a felszínközeli réteg folyamatait (Pechinger et al., 1997),
- milyen keveredési modell segítségével szimulálja a turbulens tulajdonságszállítást (Byun et al., 1999; Lock et al., 2000; Mihailović et al., 2010),
- milyen parametrizációs eljárást alkalmaz (Cuxart et al., 2006; Cohen et al., 2015),
- hogyan határozza meg a határreteg vastagságát (Seibert et al., 1997; Weidinger et al., 2008; Breuer et al., 2012) és
- hogyan dolgozza fel a szabad légközből bekeveredő levegő hatását (Sullivan et al., 1998; Conzemius and Fedorovich, 2006)

a modellfejlesztő turbulenciáról alkotott képe és az elérhető számítógépes kapacitás határozza meg.

Az 1D PRH modellek alkalmazásával lehetőség nyílik:

- keveredési modellek és parametrizációs eljárások összehasonlítására (*Ayotte et al.*, 1996; *Alapaty et al.*, 1997; *Bosveld et al.*, 2014),
- repülőtéri köd előrejelzésére (*Meyer and Rao*, 1999; *Bergot et al.*, 2007),
- városklíma kutatások végzésére (*Roulet et al.*, 2005; *Hamdi and Masson*, 2008),
- szélenergetikai modellezésre (*Emeis*, 2013; *Dörenkämper et al.*, 2015),
- bozóttüzek hatásának tanulmányozására (*Freitas et al.*, 2007),
- a Marson kialakuló határreteg tulajdonságainak megismerésére (*Mättänen and Savijärvi*, 2004; *Savijärvi and Mättänen*, 2010), stb.

Az 1D vertikális modellek további nagy előnye, hogy viszonylag egyszerűen beágyazhatóak 3D modell-környezetbe. Gondolok itt elsősorban a mezoskálájú meteorológiai modellekre, mint amilyenek az MM5 (5th Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model) (*Berg and Zhong*, 2005; *Pleim*, 2007b) és a WRF (Weather Research and Forecasting) modell (*Hu et al.*, 2010; *Shin and Hong*, 2011; *Ács et al.*, 2014). További beágyazási lehetőséget jelent a mérnöki gyakorlatból ismert numerikus áramlástan (CFD, Computational Fluid Dynamics) légköri problémákban történő alkalmazása (*Kristóf et al.*, 2009; *Rácz et al.*, 2013; *Balogh*, 2014).

### 3. A KEVEREDÉSI MODELLEK ÁTTEKINTÉSE

Az 1D PHR modellek különböző keveredési elgondolások alapján szimulálják a határrétegben lejátszódó turbulens kicserélődési folyamatokat. A fejezetben a gyakran alkalmazott keveredési modelleket, valamint egy saját ötlet szerint szerkesztett modellt mutatok be. Részletesen foglalkozom az egyes modellek alkalmazásának előnyeivel és hátrányaival. A fejezetben leírt diffúziós-, konvekciós- és kombinált keveredési modellek numerikus algoritmusával és a stabilitási feltételek vizsgálatával *Byun et al.* (1999) foglalkozik részletesen. A bemutatottakon kívül sok más keveredési modell alkalmazására is van példa meteorológiai-, terjedési- és környezeti modellrendszerekben (*Lock et al.*, 2000).

#### 3.1. A diffúziós keveredési modell

A diffúziós (D) keveredési modell segítségével a turbulens kicserélődés a molekuláris diffúzió analógiája alapján szimulálható. A (2.1–2.5) egyenletrendszerben megjelenő másodrendű momentumok a magasság függvényében változó turbulens diffúziós együttható ( $K$ ) segítségével határozhatóak meg:

$$\overline{w'\varphi'} = -K \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (3.1)$$

ahol  $\varphi$  a szemlélt fizikai mennyiséget ( $\theta$ ,  $q$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $c$ ) helyettesíti. A (3.1) összefüggés segítségével diffúziós egyenletet kapunk:

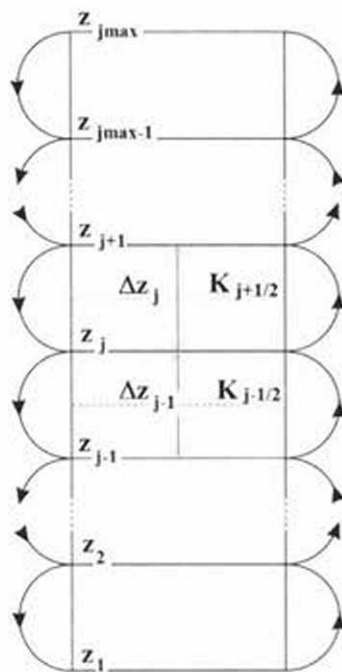
$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( -K \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right), \quad (3.2)$$

amely diszkrét alakban, a vertikális modell  $j$ -edik szintjére vonatkozóan, az általánosan alkalmazott centrális másodrendben pontos véges különbséges numerikus séma segítségével, a következő alakban írható fel:



$$\left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_D = \frac{1}{z_{j+1/2} - z_{j-1/2}} \left( K_{j+1/2} \frac{\varphi_{j+1} - \varphi_j}{\Delta z_j} - K_{j-1/2} \frac{\varphi_j - \varphi_{j-1}}{\Delta z_{j-1}} \right). \quad (3.3)$$

A horizontális szélkomponensekre vonatkozó egyenletekben a geosztrofikus eltérést leíró taggal, az agosztrofikus szél hatásával, is számolni kell. A diffúziós keveredési modellben a turbulens kicserélődés az egymással szomszédos rácspontok között játszódik le, ahogy az a 3.1. ábrán látható.



3.1. ábra. A diffúziós keveredési modell sematikus szemléltetése. Magassági koordináta-rendszert alkalmazva a rácspontok a  $z_1, z_2, \dots, z_{j-1}, z_j, z_{j+1}, \dots, z_{jmax-1}, z_{jmax}$  szinteken találhatók;  $K_{j-1/2}$  és  $K_{j+1/2}$  rendre a  $z_{j-1/2}$  és  $z_{j+1/2}$  szintre vonatkozó turbulens diffúziós együttható.

A turbulens diffúziós együttható ( $K$ ) értékének a meghatározására különböző parametrizációs módszereket dolgoztak ki (Stull, 1988). Leggyakrabban az elsőrendű és az úgynevezett másfeles lezárásokat alkalmazzuk. Az elsőrendű lezárás egyik lehetséges formáját az 5.2.1. fejezet, a sűrűn alkalmazott MYJ (Mellor–Yamada–Janjić-féle) másfeles lezárást az 5.2.2. fejezet ismerteti. A másfeles lezárások numerikus időigénye valamivel nagyobb, mint az elsőrendűeké.



A (3.1) egyenlet jobb oldalát egy korrekciós taggal kibővítve ( $\gamma$ ), a diffúziós keveredési modell segítségével lehetőség nyílik a konvektív határrétegben megjelenő rácsfelbontás feletti örvények hatásának a szimulálására is:

$$\overline{w'\varphi'} = -K \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \gamma \right). \quad (3.4)$$

A módszert először a virtuális potenciális hőmérséklet (Deardorff, 1966; Troen and Marth, 1986), majd a specifikus nedvesség (Holtslag and Boville, 1993), végül a többi változó turbulens keveredésének a szimulálására is alkalmazták (Noh et al., 2003; Hong et al., 2006). Ezeknél a modelleknél, a turbulens diffúziós együttható ( $K$ ) értékének a meghatározásával párhuzamosan, a korrekciós tag ( $\gamma$ ) értékének a becslésére is szükség van.

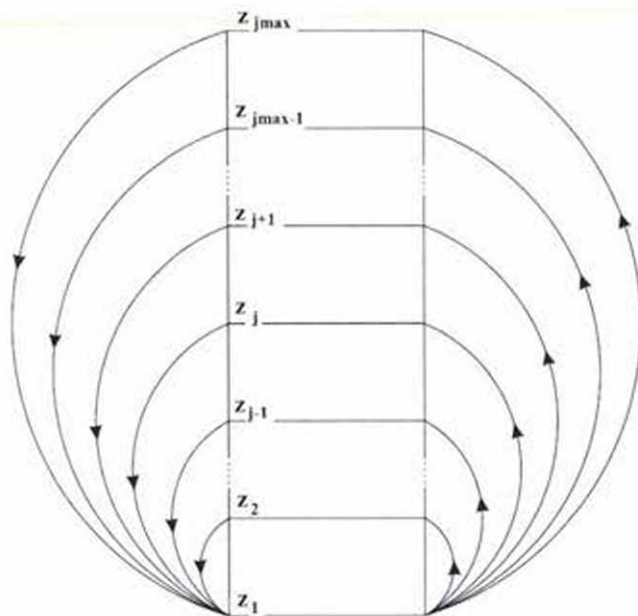
### 3.2. A konvekciós keveredési modellek

A konvektív határréteg szerkezetét a kis méretű, rácsfelbontás alatti örvényeken kívül a különböző méretű, rácsfelbontást meghaladó, nagy örvények is alakítják. Elhanyagolva a kis méretű örvények keverő hatását, a konvekciós keveredési modellek kizárólag a nagy méretű örvények szállító jellegével foglalkoznak. Tipikus képviselőjük a Blackadar-féle (B) keveredési modell (Blackadar, 1978), amely a felszínközeli rácspontot minden egyes, magasabban található rácsponttal összekötve szimulálja a turbulens kicserélődést. A Blackadar-féle keveredési elv a 3.2. ábrán látható. A turbulens keveredést leíró egyenlet a  $j$ -edik szint esetében a következő alakban írható fel:

$$\left( \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} \right)_B = M (\varphi_1 - \varphi_j), \quad (3.5)$$

ahol  $M$  a feláramlási együttható, amelynek értéke parametrizációs eljárások segítségével határozható meg. A Blackadar-féle keveredési modellt sikeresen alkalmazták 1D határréteg- (Zhang and Anthes, 1982), valamint az MM4 (Anthes et al., 1987) és

az MM5 (Zhang and Zheng, 2004; Berg and Zhong, 2005) mezoskálájú meteorológiai modellekben a konvektív határrétegben lejátszódó kicserélődési folyamatok modellezésére. A diffúziós folyamatok elhanyagolása miatt a keveredési modell nem alkalmazható stabil és neutrális rétegződés esetén. Terjedési modellekben, amikor a szennyezőanyagok forrása nem a PHR alsó rétegben található, a modell nagyon rosszul teljesít (Pleim and Chang, 1992).



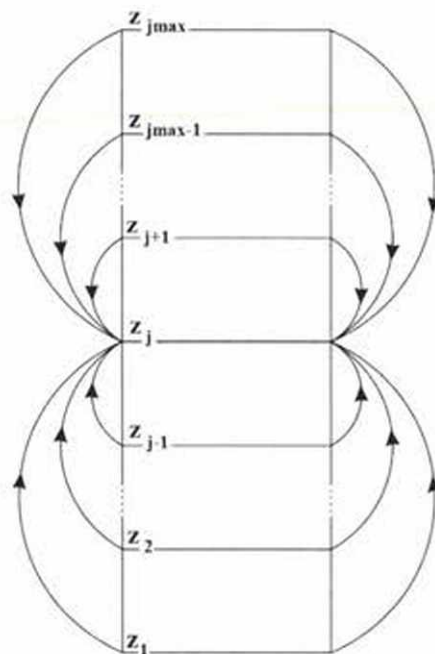
3.2. ábra. A Blackadar-féle keveredési modell.

### 3.3. A transilient keveredési elmélet és a kombinált keveredési modellek

A kombinált (diffúziós és konvekciós) keveredési modellek alapjául a transilient elmélet szolgál (Stull, 1984). A transilient kifejezés latin jelentése átsiklik, átugrik. Az elmélet szerint a keveredési modell minden rácspontra között történik turbulens kicserélődés, így lehetőség nyílik a kis méretű örvények keverő és a nagy méretű örvények szállító hatásának egyidejű leírására. A transilient keveredési modell vázlata a 3.3. ábrán látható. A turbulens keveredést a következő egyenlet írja le:

$$\left( \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} \right)_T = \sum_k M_{jk} \varphi_k, \quad (3.6)$$

ahol  $M_{jk}$  a modell  $j$ -edik és  $k$ -adik szintje közötti turbulens kicserélődést meghatározó együttható. A keveredési modell széleskörű alkalmazhatóságának (Stull, 1993) a nagy számú keveredési együttható parametrizációs úton történő meghatározása (Stull and Driedonks, 1987) szab határt.



3.3. ábra. A transilient keveredési elv sematikus bemutatása, a  $j$ -edik szint kapcsolata a többi rácsponttal.

### 3.3.1. Az aszimmetrikus konvektív modell (ACM)

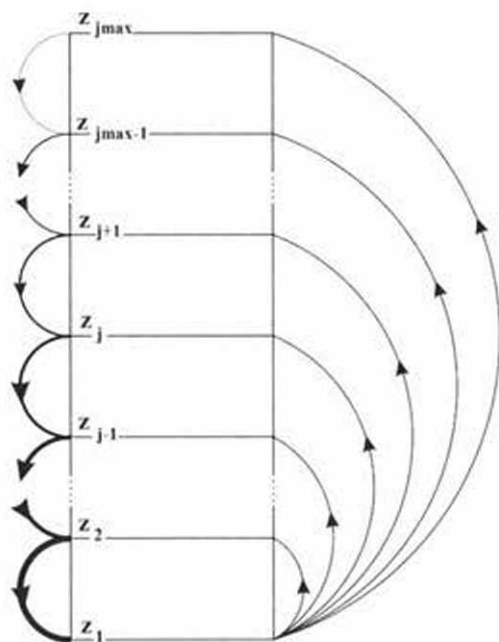
Az 1980-as években végzett nagy örvény szimulációk (LES, Large Eddy Simulation) eredményei (Wyngaard and Brest, 1984; Schumann, 1989) szerint a konvektív határreteg szerkezetét a kis területre kiterjedő gyors feláramlás és a nyomási mező kormányozta nagyobb területekre jellemző lassú leáramlás határozza meg. Ennek hatására született meg az aszimmetrikus konvektív keveredési modell (ACM, Asymmetrical Convective Model) (Pleim and Chang, 1992), amely a feláramlást a Blackadar-féle keveredési modellből ismert formában, a leáramlást pedig ülepedés-szerű, kaszkád alakban definiálja (3.4. ábra). A turbulens keveredés a következő egyenlet segítségével írható le:

$$\left( \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} \right)_{\text{ACM}} = M\varphi_1 - D_j\varphi_j + D_{j+1}\varphi_{j+1} \frac{\Delta z_{j+1}}{\Delta z_j}, \quad (3.7)$$

ahol  $M$  a feláramlási együttható és  $D_j$  a  $j$ -edik szintre vonatkozó leáramlási együttható. A leáramlási együttható értéke a következő alakban határozható meg:

$$D_j = \frac{M(z_{j\max} - z_j)}{\Delta z_j}. \quad (3.8)$$

A feláramlási együttható ( $M$ ) értékének a meghatározásához parametrizációs eljárást kell alkalmazni. A keveredési modell vertikális PHR modellezésben mutatott eredményeit *Pleim* és *Xiu* (1995) ismerteti. Klasszikus diffúziós tag hiányában, a Blackadar-féle modellhez hasonlóan, az ACM is hiányosságokat mutatott a szennyezőanyag-terjedés modellezése során.



3.4. ábra. Az ACM keveredési modell. A vonalak vastagsága leáramlás esetében a turbulens szállítás intenzitására utal.



### 3.3.2. ACM2 – az ACM továbbfejlesztett változata

Az ACM hiányosságainak kiküszöbölése érdekében született a modell továbbfejlesztett változata. Az ACM2 az eredeti aszimmetrikus- és a diffúziós keveredési modell tulajdonságait ötvözi (Pleim, 2007a). A turbulens keveredést a következő egyenlet segítségével írja le:

$$\left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_{\text{ACM2}} = \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_{\text{ACM}} + \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_D. \quad (3.9)$$

A keveredési modell alkalmazása során a feláramlási együttható ( $M$ ) és a turbulens diffúziós együttható ( $K$ ), valamint az együtthatók súlyozott értékének a becslésére van szükség. A súlyozott értékeket a lokális és nemlokális keveredési folyamatok arányának a becslése után tudjuk meghatározni. Az arányszám becslésével, illetve a becslésben rejlő bizonytalanság vizsgálatával a 4. fejezet foglalkozik. Az ACM2-t a határreteg vertikális szerkezetét leíró egyszerű 1D modellben (Pleim, 2007a), valamint a mezoskálájú előrejelzési MM5 (Pleim, 2007b) és WRF (Shin and Hong, 2011, Xie et al., 2012) modellben is sikeresen alkalmazzák.

### 3.3.3. A DB keveredési modell

A légköri turbulenciáról alkotott szimmetrikus kép, valamint az a feltételezés, hogy a konvektív határreteg szerkezetét a rácsfelbontás alatti és, a különböző méretű, rácsfelbontás feletti örvények alakítják, adta a diffúziós- (D) és a Blackadar-féle (B) keveredési modellek házasításának az ötletét (Bordás, 2008). A lokális keveredési folyamatok keverő hatását és a nemlokális örvények szállító jellegét ötvöző modell elnevezésére használt DB rövidítés is erre utal. A DB keveredési modell gondolata a Blackadar-féle modellel és az ACM-mel végzett szennyezőanyag terjedését szimuláló futtatások közben, ACM2-től teljesen függetlenül, született.

A DB keveredési modell segítségével a turbulens kicserélődés a következő egyenlet segítségével írható le:

$$\left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_{DB} = \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_D + \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial t}\right)_B. \quad (3.10)$$

A (3.10), valamint a (3.3) és (3.5) egyenletek alapján az látható, hogy a keveredési modell alkalmazása során a turbulens diffúziós- ( $K$ ) és a keveredési együttható ( $M$ ) súlyozott értékének a meghatározására van szükség. Az együtthatók súlyozott értékének a becslésével az 5.2.1. fejezetben foglalkozom. A DB keveredési modell az ACM-től és az ACM2-től ellentétesen nem tesz különbséget a fel- és leáramlás folyamatai között. Azt feltételezi, hogy a PHR szerkezetét "szimmetrikus" örvények alakítják. A DB keveredési modell 1D PHR modellben alkotott eredményeiről *Bordás és Weidinger* (2015) számol be. Jövőbeli céljaim között szerepel a DB keveredési modell 3D WRF modellbe történő integrálása.

## 4. A LOKÁLIS ÉS NEMLOKÁLIS KEVEREDÉS ARÁNYA

A konvektív határréteg szerkezetét a rácsfelbontás alatti (lokális) és a rácsfelbontás feletti (nemlokális) kicserélődési folyamatok közösen alakítják. A modellezés során szükség mutatkozhat a folyamatok arányának a meghatározására. A fejezet célja a lokális és a nemlokális folyamatok arányának a becslésére kidolgozott elméleti eljárás ismertetése és az eljárásban rejlő bizonytalanság vizsgálata. Az eredmények verifikálására közvetett módon, az előző fejezetben bemutatott, ACM2 vagy a DB keveredési modellek alkalmazása során nyílik lehetőség.

### 4.1. Az arány becslése

A (3.4) egyenlet segítségével a szemlélt fizikai mennyiségekre vonatkozóan ( $\varphi \in \theta, q, u, v, c$ ) meghatározható a lokális és nemlokális keveredési folyamatok aránya ( $R$ ) (Pleim, 2007a):

$$R = \frac{[K|\partial\varphi/\partial z]_l}{[K\gamma]_{nl}}, \quad (4.1)$$

A fenti egyenletben szereplő korrekciós tag ( $\gamma$ ) értéke a következő egyenlet segítségével becsülhető (Holtslag and Boville, 1993):

$$\gamma = a \frac{w_* (\overline{w'\varphi'})_0}{w_m^2 h}, \quad (4.2)$$

ahol  $(\overline{w'\varphi'})_0$  a szemlélt fizikai mennyiség felszínközeli árama,  $w_*$  a konvektív feláramlási sebesség mértéke (Deardorff, 1970),  $w_m = u_* / \Phi_m$  (ahol  $u_*$  a dinamikus sebesség és  $\Phi_m$  a momentumra vonatkozó univerzális függvény),  $h$  a határréteg vastagsága,  $a$  egy félempirikus állandó. Neutrális rétegződés esetén a konvektív

feláramlási sebesség ( $w$ ), valamint a nemlokális keveredést leíró korrekciós tag ( $\gamma$ ) is nullával lesz egyenlő.

Annak köszönhetően, hogy a konvektív határreteg keveredési folyamatait a szenzibilis hőáram kormányozza, az alkalmazott megközelítés a szemlélt fizikai mennyiségek közül a virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ) esetében tekinthető megalapozottnak. A többi mennyiség esetében megtörténhet, hogy a talajmenti áramok hiányában, a nemlokális keveredést leíró tag nullához közeli értéket mutat. Azzal a feltételezéssel élünk, hogy a vízgőz, illetve a passzív nyomanyagok kicserélődése a szenzibilis hőszállítással azonos módon történik. A potenciális hőmérsékletre vonatkozó arányszámot ( $R_h$ ) alkalmazzuk a specifikus nedvesség ( $q$ ) és a passzív nyomanyagok esetében ( $c$ ) is. Annak ellenére, hogy nincs jelentős hatással a PHR modellek tulajdonságaira (Noh et al., 2003), a tapasztalat azt mutatja (Frech and Mahrt, 1994; Brown and Grant, 1997), hogy a horizontális szélességekre ( $u$  és  $v$ ) meghatározása során, az impulzus szállítás modellezésekor, is érdemes a nemlokális tagokkal számolni.

A felszínközeli rétegben a szenzibilis hőáramot a következő alakban határozhatjuk meg (Holtslag and Boville, 1993):

$$\left(\overline{w'\theta_v'}\right)_0 = -\kappa \frac{u_* z}{\Phi_h} \frac{\partial \theta_v}{\partial z}, \quad (4.3)$$

ahol  $\Phi_h$  a szenzibilis hőáramra vonatkozó univerzális függvény. Azzal a feltételezéssel élve, hogy a felszínközeli rétegben, a kis rétegvastagságnak köszönhetően, elhanyagolható az áramdivergencia, a (4.3) egyenlet felírható a felszínközeli réteg teljes vastagságára vonatkozóan. Ebben az esetben a teljes felszínközeli rétegre vonatkozó virtuális potenciális hőmérséklet gradiensevel kell számolni. További feltételezésként a felszínközeli réteg vastagsága a határreteg-vastagság 10%-ának tekinthető, a (4.3) egyenletben  $z = 0,1 h$ .

A konvektív feláramlási sebesség mértéke Troen és Mahrt (1986) alapján, amely szerint  $w_* = \left[\beta \left(\overline{w'\theta_v'}\right)_0 h\right]^{1/2}$ , a következő alakban írható fel:

$$w_* = u_* \kappa^{-1/3} \left(-\frac{h}{L}\right)^{1/3}, \quad (4.4)$$



ahol  $L$  a Monin–Obukhov-féle hossz és  $\kappa$  a Kármán-féle állandó. A Monin–Obukhov-féle hossz:

$$L = -\frac{u_*^3}{\beta \kappa (\overline{w'\theta'})_0}, \quad (4.5)$$

ahol  $\beta$  a stabilitási paraméter ( $\beta = g/T_0$ , ahol  $g$  a gravitációs gyorsulás és  $T_0$  a felszínközeli réteg átlaghőmérséklete). A (4.1–4.5) egyenletek és az alkalmazott feltételezések alapján a potenciális hőmérsékletre vonatkozó arányszám a következő alakban írható fel:

$$R_h = \left[ 0,1 \alpha \kappa^2 \left( -\frac{h}{L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\Phi_m^2}{\Phi_h} \right]^{-1}. \quad (4.6)$$

A fenti egyenlet segítségével definiált arányszám a nemlokális és a teljes keveredést meghatározó arányszám ( $f_{conv}$ ) (Pleim, 2007a) a következő egyenlet segítségével számolható át:

$$f_{conv} = \frac{1}{R_h + 1}. \quad (4.7)$$

#### 4.2. Az arányszám becslésének érzékenység-vizsgálata

A (4.6) egyenlet segítségével definiált arányszám ( $R_h$ ) a stabilitási indikátor ( $-h/L$ ) függvényében változik, valamint függ az alkalmazott univerzális függvénytípustól ( $\Phi_m^2/\Phi_h$ ). A függvényválasztásban rejlő bizonytalanság érzékenységi vizsgálatát a gyakran alkalmazott függvénytípusok összehasonlításával végeztem (Bordás and Weidinger, 2015). A 4.1. táblázat négy univerzális függvénytípus konvektív rétegződésre vonatkozó értékeit, a dimenziótlan magasságban ( $z/L$ ) megadott értelmezési tartományt és a Kármán-féle állandó értékeit tartalmazza. Az univerzális függvényeket szerzőik nevének kezdőbetűi szerint a továbbiakban ZC (Zilitinkevich and Chalikov, 1968), B (Businger et al., 1971), D (Dyer, 1974) és DB (Dyer and Bradley,

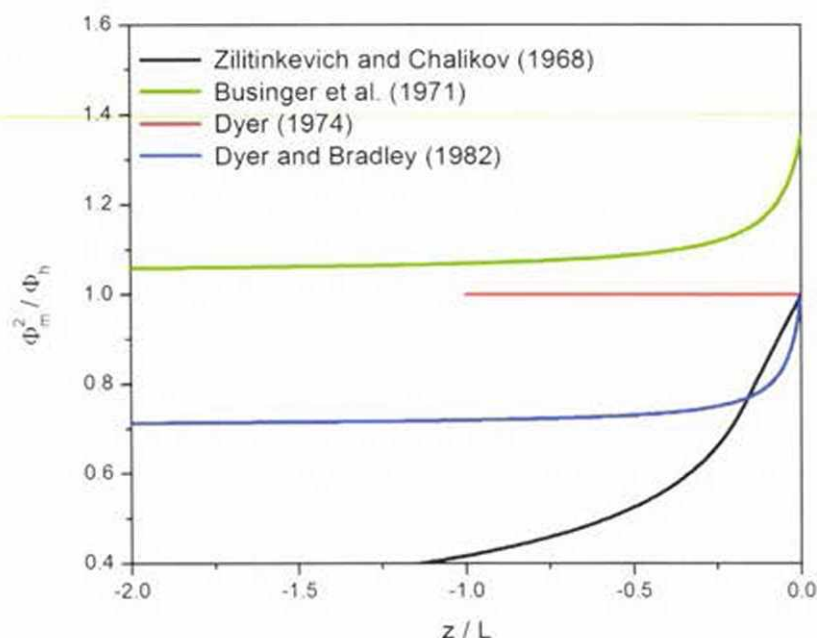
1982) rövidítésekkel fogom jelölni. A stabil és konvektív rétegződés esetére vonatkozó univerzális függvények alkalmazásával és a talajmenti áramok becslésében rejlő bizonytalansággal *Weidinger et al.* (2000) és *Foken* (2006) foglalkozik részletesen.

megnevezés szerző	univerzális függvény	értelmezési tartomány	$\kappa$
ZC	$\Phi_m = \Phi_h = 1 + 1,45 \frac{z}{L}$	$-0,16 \leq \frac{z}{L} \leq 0$	0,43
Zilitinkevich and Chalikov (1968)	$\Phi_m = \Phi_h = 0,417 \left( -\frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{3}}$	$-1,2 \leq \frac{z}{L} \leq -0,16$	
B	$\Phi_m = \left( 1 - 15 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{4}}$	$-2 \leq \frac{z}{L} \leq 0$	0,35
Businger et al. (1971)	$\Phi_h = 0,74 \left( 1 - 9 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{2}}$		
D	$\Phi_m = \left( 1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{4}}$	$-1 \leq \frac{z}{L} \leq 0$	0,41
Dyer (1974)	$\Phi_h = \left( 1 - 16 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{2}}$		
DB	$\Phi_m = \left( 1 - 28 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{4}}$	$-4 \leq \frac{z}{L} \leq 0$	0,40
Dyer and Bradley (1982)	$\Phi_h = \left( 1 - 14 \frac{z}{L} \right)^{-\frac{1}{2}}$		

4.1. táblázat. A konvektív rétegződés estén gyakran alkalmazott univerzális függvények összehasonlítása.

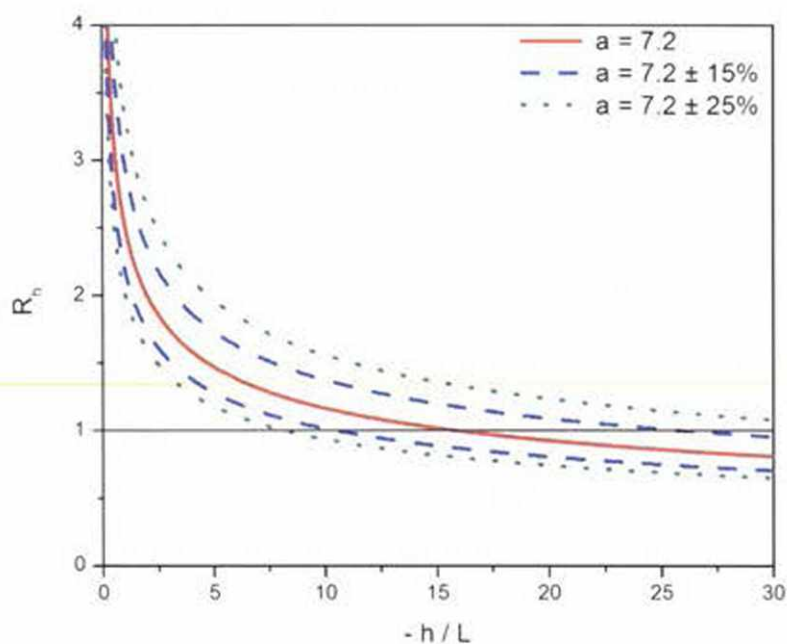
A 4.1. ábrán a felsorolt univerzális függvények segítségével nyert  $\Phi_m^2 / \Phi_h$  értékek láthatóak a dimenziótlan magasság ( $z/L$ ) függvényében. A D univerzális függvények estében  $\Phi_m^2 / \Phi_h$  értéke az értelmezési tartomány egészén ( $-1 \leq z/L \leq 0$ ) egyenlő eggyel. A B és DB függvények esetében  $\Phi_m^2 / \Phi_h$  értéke az értelmezési tartomány első felében ( $-1 \leq z/L \leq 0$ ) 30%-os csökkenést mutat, a tartomány második felében ( $-2 \leq z/L \leq -1$ ) megközelítőleg állandó. A különbség közöttük az, hogy a B típusú

függvény segítségével kapott értékek egynél nagyobbak, a *DB* típusú függvények segítségével nyert értékek pedig egynél kisebbek az értelmezési tartományban. A *ZC* függvények alkalmazásával kapott érték gyors csökkenést mutatnak az értelmezési tartomány  $(-1,2 \leq z/L \leq 0)$  teljes egészén.



4.1. ábra.  $\Phi_m^2 / \Phi_h$  a dimenziótlan magasság  $(z/L)$  függvényében.

A (4.6) egyenlet és a *D* típusú függvények (az értelmezési tartományban  $\Phi_m^2 / \Phi_h = 1$  és  $\kappa = 0,41$ ) segítségével meghatározott  $R_h$  arányszám változása a stabilitási indikátor  $(-h/L)$  függvényében a 4.2. ábrán látható. Annak érdekében, hogy felmérjem az univerzális függvények választásában rejlő bizonytalanságot, a (4.6) egyenletben szereplő félempirikus állandó ( $a$ ) értékét a javasolt 7,2-höz (Holtslag and Boville, 1993) viszonyítva  $\pm 15\%$  és  $\pm 25\%$ -kal változtattam. Indifferenshez közeli helyzetben ( $L \rightarrow 0$ ) a lokális keveredés a meghatározó. Erősen labilis rétegződés esetében ( $-h/L > 10$ ) a nemlokális, konvekcióból származó, tulajdonságszállítás válhat döntővé. Az arányszám értéke még erősen konvektív esetben sem ( $-h/L > 30$ ) csökken 0,65 alá. A félempirikus állandó értékének a növekedésével az arányszám értéke csökken, a nemlokális folyamatok hatása növekszik (Bordás and Weidinger, 2012; Bordás and Weidinger, 2015)



4.2. ábra. A lokális és nemlokális keveredési folyamatok aránya ( $R_h$ ) a stabilitási indikátor ( $-h/L$ ) függvényében.

Elvégeztem a lokális és nemlokális kicserélődési folyamatok arányának becslésében rejlő bizonytalanság vizsgálatát. Eredményeim alapján elmondható, hogy az alkalmazott univerzális függvénytípus nincs jelentős hatással az arányszám értékének meghatározására. A vizsgálatok bebizonyították azt, hogy konvektív határréteg esetében is kifejezett a kis méretű örvények keverő hatása. Erősen konvektív rétegződés esetében sem hanyagolható el jelenlétük.



## 5. ÖSSZEHASONLÍTÓ VIZSGÁLATOK

A fejezet célja, hogy bemutassa a DB keveredési modell segítségével épített 1D PHR modellt, ismertesse az alkalmazott elsőrendű lezárási módszert, valamint a mesterséges teszt-adatsorokkal végzett összehasonlító vizsgálatok eredményeit. Az első vizsgálatot a 3. fejezetben bemutatott DB, ACM2 és D keveredési modellek összehasonlításával végeztem. A vizsgálatok kibővítése érdekében, építettem egy újabb 1D PHR modellt, amely a MYJ másfeles lezárást alkalmazza. Összesen négy különböző eljárást alkalmaztam, ezek:

- a nemlokális DB parametrizáció (DB keveredési modell, elsőrendű lezárás),
- a nemlokális ACM2 parametrizáció (ACM2 keveredési modell, elsőrendű lezárás),
- a lokális D parametrizáció (D keveredési modell, elsőrendű lezárás) és
- a lokális MYJ parametrizáció (D keveredési modell, másfeles MYJ lezárás).

Elsőként a talajmenti modellréteg leírásával, majd a keveredési rétegre jellemző turbulens kicserélődés modellezésével, ezt követően a határréteg-vastagság becslésére alkalmazott módszerek ismertetésével foglalkozom. A fejezetet az összehasonlító vizsgálatok eredményeinek bemutatásával zárom.

### 5.1. A talajmenti modellréteg

A talajmenti modellréteg határait a standardnak számító 2 m-es ( $z_1$ ) és a 10 m-es ( $z_2$ ) szinten határoztam meg. A felső határt úgy választottam, hogy stabil és konvektív rétegződés esetén is a felszínközeli rétegben legyen. A dinamikus sebesség ( $u_*$ ) és a dinamikus hőmérséklet ( $T_* = u_*^2 / \beta \kappa L$ ) meghatározását a Monin–Obukhov-féle elmélet (Stull, 1988; Wyngaard, 2010) segítségével végeztem. A dinamikus sebességet az univerzális függvények integrálásával a következő egyenlet segítségével határoztam meg:

$$u_* = V(z_1) \kappa \left[ \ln \frac{z_1}{z_{0m}} + \Psi_m \left( \frac{z_1}{L} \right) - \Psi_m \left( \frac{z_{0m}}{L} \right) \right]^{-1}, \quad (5.1)$$

ahol  $V(z_1)$  a 2 m-es szintre vonatkozó horizontális sebesség  $[V^2(z_1) = u^2(z_1) + v^2(z_1)]$ ,  $z_{0m}$  a momentumra vonatkozó érdességi magasság, valamint  $\Psi_m$  a momentumra vonatkozó univerzális függvény integrált alakja. A dinamikus hőmérséklet meghatározására az alábbi egyenletet alkalmaztam:

$$T_* = [\theta(z_2) - \theta(z_1)] \kappa \left[ \ln \frac{z_2}{z_1} + \Psi_h \left( \frac{z_2}{L} \right) - \Psi_h \left( \frac{z_1}{L} \right) \right]^{-1}, \quad (5.2)$$

ahol  $\theta(z_2)$  és  $\theta(z_1)$  rendre, a  $z_2$  és  $z_1$  szintre vonatkozó potenciális hőmérséklet és  $\Psi_h$  a szenzibilis hőre vonatkozó univerzális függvény integrált alakja. Abban az esetben, ha ismert a talajfelszín hőmérséklete  $[\theta(z_0)]$  az (5.2) egyenlet felírható a következő alakban is:

$$T_* = [\theta(z_1) - \theta(z_0)] \kappa \left[ \ln \frac{z_1}{z_{0f}} + \Psi_h \left( \frac{z_1}{L} \right) - \Psi_h \left( \frac{z_{0f}}{L} \right) \right]^{-1}, \quad (5.3)$$

ahol  $z_{0f}$  a hőre vonatkozó érdességi magasság.

Az (5.1), (5.2) és (5.3) egyenletekben megjelenő  $\Psi_m$  és  $\Psi_h$  értékeket *Beljaars és Holtslag* (1991) ajánlását követve konvektív esetben a *Dyer* (1974) féle egyenletek segítségével határoztam meg:

$$\Psi_m = 2 \ln \left( \frac{1+x}{2} \right) + \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2}, \quad (5.4)$$

és

$$\Psi_h = 2 \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right), \quad (5.5)$$

ahol  $x = (1 - 16z/L)^{1/4}$ . Stabil rétegződés esetén  $\Psi_m$  és  $\Psi_h$  értékének meghatározására az alábbi egyenleteket alkalmaztam:

$$\Psi_m = - \left[ c_1 \frac{z}{L} + c_2 \left( \frac{z}{L} - \frac{c_3}{c_4} \right) e^{-c_4 \frac{z}{L} + \frac{c_2 c_3}{c_4}} \right] \quad (5.6)$$

és

$$\Psi_h = - \left[ \left( 1 + \frac{2c_1}{3} \frac{z}{L} \right)^{\frac{2}{3}} + c_2 \left( \frac{z}{L} - \frac{c_3}{c_4} \right) e^{-c_4 \frac{z}{L} + \frac{c_2 c_3}{c_4}} - 1 \right], \quad (5.7)$$

ahol  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  és  $c_4$  állandók ( $c_1 = 1$ ;  $c_2 = 0,667$ ;  $c_3 = 5$  és  $c_4 = 0,35$ ).

## 5.2. A keveredési réteg folyamatának modellezése

A keveredési rétegre jellemző kicserélődési folyamatok szimulálását a D, az ACM2 és a DB parametrizáció esetében elsőrendű, a MYJ parametrizáció esetében másfeles lezárás segítségével végeztem. A lokális (D és MYJ) parametrizációk alkalmazása során a szenzibilis hőre és a momentumra vonatkozó turbulens diffúziós együtthatók ( $K_h$  és  $K_m$ ) meghatározására van szükség. A nemlokális (ACM2 és DB) parametrizációk esetében a diffúziós együtthatókon kívül, a feláramlási együttható ( $M$ ), valamint az együtthatók súlyozott értékének ( $K'_h$ ,  $K'_m$  és  $M'$ ) a becslésével kell számolni.

### 5.2.1. Az alkalmazott elsőrendű lezárás

A szenzibilis hőre- és a momentumra vonatkozó turbulens diffúziós együtthatók értékét a következő egyenlet segítségével határoztam meg (Holtsag and Boville, 1993):

$$K_{hm}(z) = \kappa \frac{u_* z}{\Phi_{hm}(z_s/L)} \left( 1 - \frac{z}{h} \right)^2, \quad (5.8)$$

ahol  $\Phi_{hm}$  a megfelelő, szenzibilis hőre- és momentumra vonatkozó, univerzális függvény, valamint  $z_s = \min(z; 0,1h)$ . A feláramlási együttható értéke az alábbi egyenlet segítségével becsültető (Pleim, 2007a):

$$M = - \frac{1}{h - z_2} \frac{F_{h1}}{\theta_v(z_2) - \theta_v(z_1)}, \quad (5.9)$$

ahol  $F_{h1}$  a talajmenti modellrétegre vonatkozó szenzibilis hőáram. A fenti egyenletben szereplő hőáram a következő alakban adható meg:

$$F_{h1} = -K_{h1} \frac{\theta_v(z_2) - \theta_v(z_1)}{\Delta z_1}, \quad (5.10)$$

ahol  $K_{h1}$  a talajmenti rétegben a hőre vonatkozó diffúziós együttható, valamint  $\Delta z_1$  a talajmenti modellréteg vastagsága. A talajmenti hőáram a hasonlósági elmélet alapján a dinamikus sebesség ( $u_*$ ) és a dinamikus hőmérséklet ( $T_*$ ) szorzataként ( $F_{h1} = -u_* T_*$ ) is meghatározható. Az (5.9) és (5.10) egyenletek alapján a feláramlási együttható értékét az alábbi egyenlet segítségével határoztam meg:

$$M = \frac{K_{h1}}{(h - z_2) \Delta z_1}. \quad (5.11)$$

A turbulens diffúziós- és a feláramlási együtthatók súlyozott értékét a (4.6) egyenletben definiált, a lokális és nemlokális keveredési folyamatok arányát meghatározó ( $R_h$ ), arányszám segítségével számoltam:

$$K'_{hm} = \frac{R_h}{R_h + 1} K_{hm} = (1 - f_{conv}) K_{hm} \quad (5.12)$$

és

$$M' = \frac{1}{R_h + 1} M = f_{conv} M. \quad (5.13)$$

Az (5.12) és (5.13) egyenletek alapján az együtthatók súlyozott értéke meghatározható a (4.7) egyenletben definiált, a nemlokális és a teljes keveredés arányát meghatározó ( $f_{conv}$ ) arányszám segítségével is. Stabil és neutrális rétegződés esetén ( $R_h \rightarrow \infty$ ) nem kell számolni a nemlokális kicserélődési folyamatokkal. Az ACM2 és DB keveredési modellek helyett a D keveredési modellt alkalmazom. Abban az esetben, ha elhanyagolnánk a lokális keveredési folyamatok hatását ( $R_h = 0$ ), az ACM2 és a DB keveredési modellek az ACM és a Blackadar-féle modellek tulajdonságaival rendelkeznenek.



A (5.12) és (5.13) egyenletek numerikus megoldása során a szekvenciális operátorszeletelési eljárást alkalmaztam (Faragó, 2006). A széleskörűen használt eljárás lényege, hogy az összetett fizikai rendszereket könnyebben leírható alrendszerekre bontja. Az eljárás szekvenciális változatának segítségével, azonos időlépcső mellett, a diffúziós keveredési modellel nyert kimeneti értékek jelentik az ACM és a Blackadar-féle modell bemeneti értékeit. Az operátorszeletelési eljárással és terjedési modellekben történő alkalmazásával a *Függelékben* foglalkozom részletesebben.

### 5.2.2. A másfeles MYJ lezárás

Az úgynevezett MYJ (Mellor–Yamada–Janjić-féle) lezárás (Mellor and Yamada, 1982; Janjić, 2001) a turbulens diffúziós együtthatók értékét ( $K_h$  és  $K_m$ ) a turbulens kinetikus energia ( $e$ ) segítségével határozza meg. A turbulens kinetikus energia a másodrendű momentumok segítségével a következő alakban definiálható:

$$e = \frac{1}{2} \left[ \overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2} \right]. \quad (5.14)$$

A szenzibilis hőre ( $K_h$ ) és a momentumra ( $K_m$ ) vonatkozó turbulens diffúziós együtthatók értéke az alábbi módon határozható meg:

$$K_h = k S_h l \quad (5.15)$$

és

$$K_m = k S_m l, \quad (5.16)$$

ahol  $k$  a turbulens kinetikus energia segítségével definiált változó ( $k = \sqrt{2e}$ ),  $l$  a keveredési hossz,  $S_h$  és  $S_m$  a keveredési hosszt a felhajtó- és a nyírási erők függvényében módosító együtthatók. Az együtthatók értéke csatolt egyenletrendszer segítségével a következő alakban számolható:

$$S_m (6A_1A_2G_m) + S_h (1 - 3A_2B_2G_h - 12A_1A_2G_h) = A_2, \quad (5.17)$$

$$S_m(1+6A_1^2G_m-9A_1A_2G_h)-S_h(12A_1^2G_h+9A_1A_2G_h)=A_1(1-3C_1), \quad (5.18)$$

ahol  $G_h$  és  $G_m$  a nyírási- és a felhajtóerő által okozott turbulenciát definiáló tagok, valamint  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  és  $C_1$  állandók. Az állandók mérési eredmények alapján meghatározott értékeit (Mellor and Yamada, 1982) Janjić (2001) módosította ( $A_1 = 0,660$ ;  $A_2 = 0,657$ ;  $B_1 = 11,9$ ;  $B_2 = 7,23$  és  $C_1 = 0,00083$ ). A nyírási- és a felhajtóerő által okozott turbulenciát definiáló tagok értéke a következő egyenlet alapján adható meg:

$$G_m = \frac{l^2}{k^2} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5.19)$$

és

$$G_h = -\frac{l^2}{k^2} \beta g \frac{\partial \theta_v}{\partial z}. \quad (5.20)$$

Az egyenletrendszer lezárásához szükség van a turbulens kinetikus energia időbeli változásának a meghatározására:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{k^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[ k S_k l \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k^2}{2} \right) \right] = P_s + P_h - \varepsilon, \quad (5.21)$$

ahol  $P_s$  a szélnyírás-,  $P_h$  a felhajtóerő által generált turbulens kinetikus energia,  $\varepsilon$  a disszipációt leíró tag, valamint  $S_k$  állandó ( $S_k = 0,2$ ). Az (5.21) egyenlet jobb oldalán található tagokat a következő egyenletek segítségével határoztam meg:

$$P_s = -\left( \overline{u'w'} \right) \frac{\partial u}{\partial z} - \left( \overline{v'w'} \right) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (5.22)$$

$$P_h = \beta g \left( \overline{w'\theta'_v} \right) \quad (5.23)$$

és

$$\varepsilon = \frac{k^3}{B_1 l}. \quad (5.24)$$

A keveredési hossz meghatározására a következő egyenletet alkalmaztam:

$$l = \frac{l_0 \kappa z}{\kappa z + l_0}, \quad (5.25)$$

ahol

$$l_0 = \alpha \frac{\int_0^h z k dz}{\int_0^h k dz}. \quad (5.26)$$

Az (5.26) egyenletben  $h$  a határréteg-vastagság,  $\alpha$  állandó ( $\alpha = 0,25$ ). A szabad légkör esetében a keveredési hossz *Mason* (1989) munkája alapján a modell vertikális rácsfelbontása ( $\Delta z$ ) segítségével a következő alakban becsültem:

$$l = 0,23 \Delta z. \quad (5.27)$$

### 5.3. A határréteg-vastagság meghatározása

A különböző PHR modellek különböző módszereket alkalmaznak a határréteg vastagságának meghatározására (*Seibert et al.*, 1997; *Szintai and Kaufmann*, 2008; *Breuer et al.*, 2012). A MYJ parametrizációs eljárás alkalmazása során a modell a határréteg-rétegvastagságot azon a szinten határozza meg, ahol a turbulens kinetikus energia értéke kisebb lesz egy előre magadott értéknél. Az elsőrendű lezárás alkalmazása (D, ACM2 és DB parametrizáció) során stabil rétegződés esetén a Richardson-féle szám módszerét, konvektív rétegződés esetén a módosított részecske-módszert alkalmaztam.

A Richardson-féle szám:

$$Ri = \frac{\beta \frac{\partial \theta_v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}, \quad (5.28)$$

a termikus és mechanikus kényszer arányát mutatja. A határreteg-vastagság ( $h$ ) azon a modellszinten állapítható meg, ahol a Richardson-féle szám előre meghatározott kritikus értékére ( $Ri_c$ ) érvényesül, hogy:

$$h = Ri_c \frac{V^2(h)}{\beta [\theta_v(h) - \theta_v(z_1)]}. \quad (5.29)$$

A fenti egyenletben  $V$  a szemlélt szintre vonatkozó horizontális szélsősebesség.

A módosított részecske-módszer esetében az erősen átkevert konvektív réteg magasságának ( $z_{mix}$ ) a meghatározása jelenti az első lépést (Troen and Marth, 1986). A konvektív réteg felső határán a virtuális potenciális hőmérséklet megegyezik a felszínre számított értékkel:

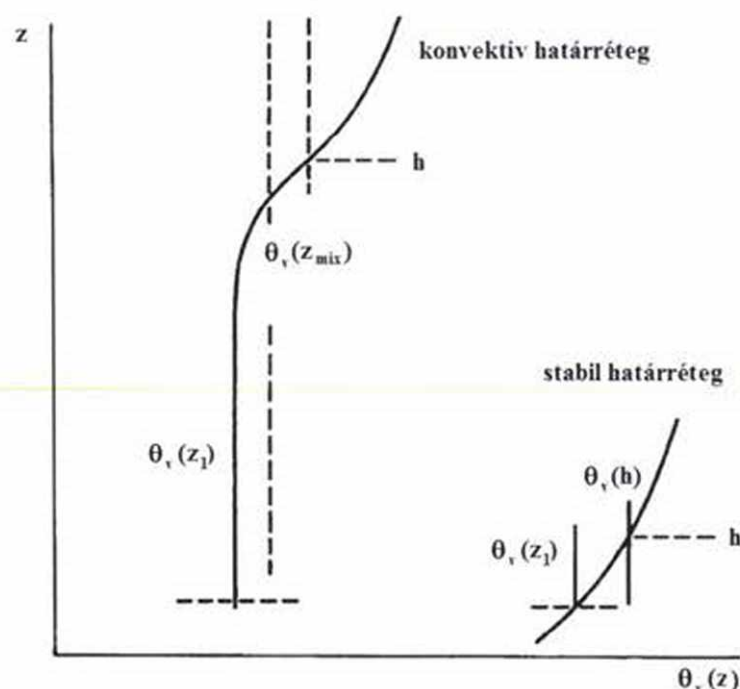
$$\theta_v(z_{mix}) = \theta_v(z_1) + b \frac{(\overline{w'\theta_v'})_0}{w_m}, \quad (5.30)$$

ahol  $b$  félempirikus állandó ( $b = 8,5$ ; Holtslag et al., 1990),  $w_m = u_* / \Phi_m$  (lásd a 4 fejezetet). A PHR magasságot a modell azon a szinten állapítja meg, ahol a konvektív réteg felett érvényesül, hogy a Richardson-féle szám értéke kisebb a kritikus értékénél (Pleim, 2007a):

$$Ri = \frac{\beta [\theta_v(h) - \theta_v(z_{mix})] (h - z_{mix})}{[V(h) - V(z_{mix})]^2}. \quad (5.31)$$

A PHR vastagság meghatározására stabil rétegződés esetén alkalmazott Richardsdon-féle szám módszerét és a konvektív rétegződés esetén alkalmazott módosított részecske-módszert az 5.1. ábra szemlélteti.





5.1. ábra. A rétegvastagság becslése elsőrendű lezárások esetében alkalmazott kibővített részecske-módszer (konvektív rétegződés) és a Richardson-féle szám módszere (stabil rétegződés). Az ábrán  $\theta_v(z_1)$  a talajközeli modellszint virtuális potenciális hőmérséklete,  $\theta_v(z_{mix})$  a konvektív réteg magasságát meghatározó virtuális potenciális hőmérséklet,  $h$  a határreteg-vastagság. [Troen and Mahrt (1986) alapján]

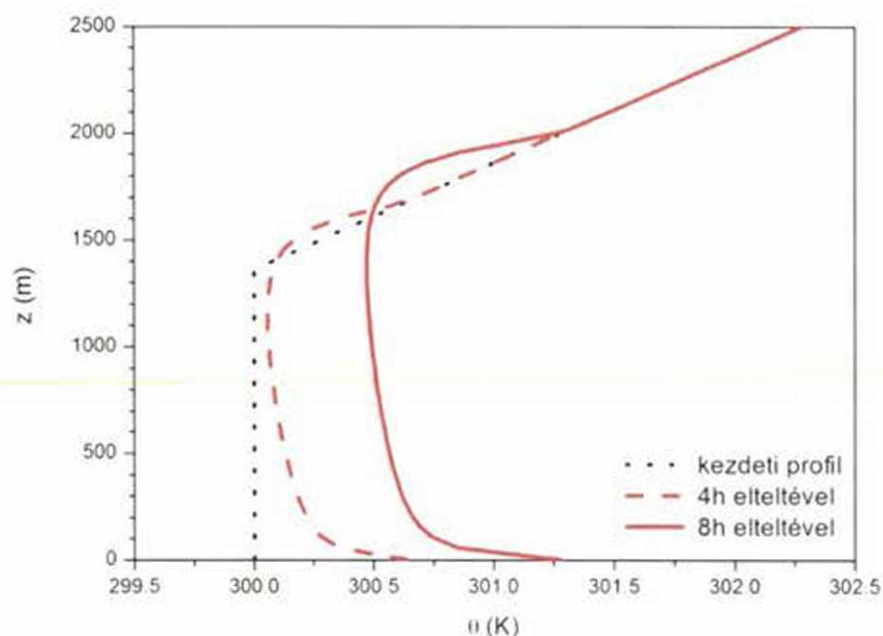
#### 5.4. Eredmények

Mesterséges adatsorokat alkalmazva a modellfuttatásokat száraz légkört feltételezve ( $\theta_v = \theta$ ), magassági ( $z$ ) koordináta-rendszerben végeztem. A kezdeti értékeket a potenciális hőmérséklet ( $\theta$ ), a horizontális szélesség ( $u$  és  $v$ ) és a passzív nyomanyag ( $c$ ) profiljai képezték. A potenciális hőmérséklet kezdeti értéke a talaj felszínétől számított 1400 m-es magasságig állandó (300 K), az ezt meghaladó magasságban a potenciális hőmérséklet vertikális gradiense 1 K/500 m (5.2. ábra). A meridionális szélesség ( $u$ ) értéke az alsó rétegekben logaritmikusan növekszik, az 1400 m-es magasságban éri el a maximális 10 m/s-os értéket. A zonális szélesség ( $v$ ) kezdeti értéke minden rácspontban egyenlő nullával (5.4. ábra). A passzív nyomanyag segítségével végzett vizsgálatok esetében a kezdeti koncentráció az 1400 m-es szint alatt vagy felett állandó, egy relatív egység (5.7. ábra). A szemlélt tartomány többi részén nem található nyomanyag.

A felszínközeli modellszint ( $z_1 = 2 \text{ m}$ ) potenciális hőmérsékletének a növekedését  $0,16 \text{ K/h}$  értéken definiáltam (Nieuwstadt et al., 1992). A futtatásokat  $0,1 \text{ m}$ -es érdeességi magasság mellett végeztem ( $z_0 = z_{0m} = z_{0f}$ ). A modellfuttatások során a hőre- és momentumra vonatkozó Dyer-féle (Dyer, 1974) univerzális függvényeket alkalmaztam. Konvektív rétegződés esetében a függvények a 4.1. táblázatban láthatóak, stabil rétegződés esetén  $\Phi_m = \Phi_h = 1 + 5(z/L)$ . A lokális és nemlokális keveredési folyamatok arányának ( $R_h$ ) meghatározása esetében, a (4.6) egyenletben  $\Phi_m^2 / \Phi_h = 1$ , a Kármán-féle állandó értéke  $0,41$ . A határreteg-vastagságot a D, ACM2 és DB parametrizáció esetében azon a szinten határoztam meg, ahol a Richardson-féle szám értéke meghaladja a  $0,25$ -öt (Holtslag et al., 1990), a MYJ parametrizáció esetében a turbulens kinetikus energia értéke kisebb  $0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2$ -nél.

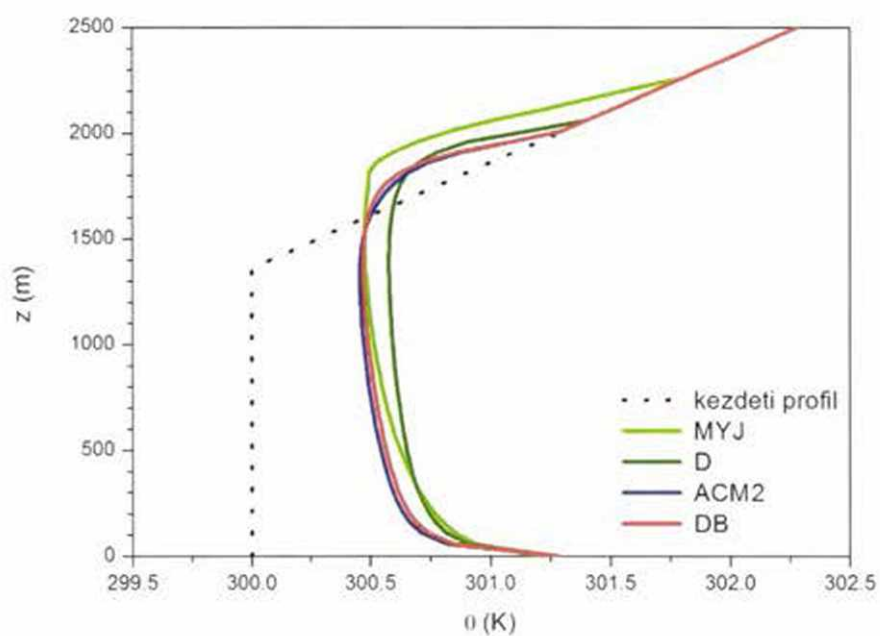
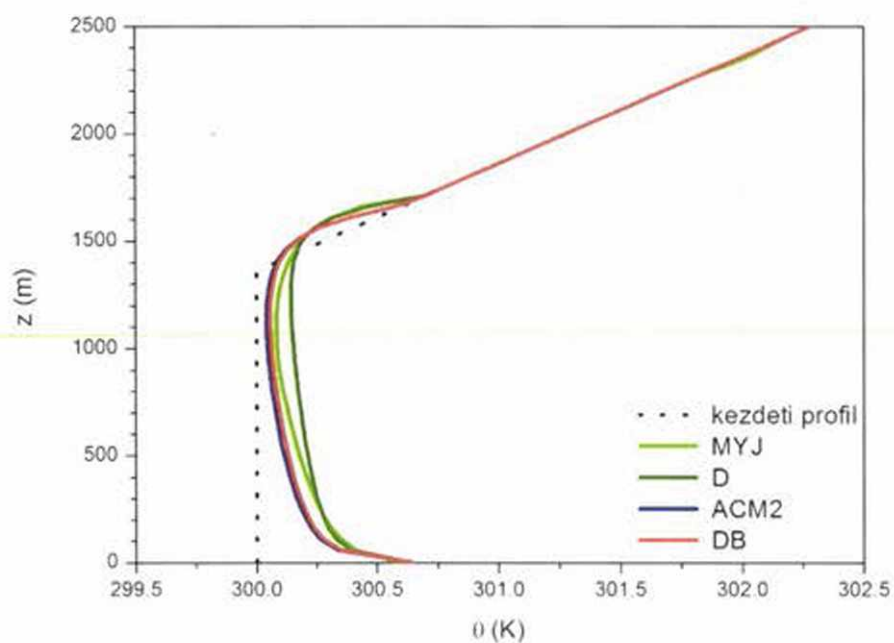
#### 5.4.1. A potenciális hőmérséklet profiljai

Munkám egyik fő célja a DB keveredési modell felhasználásával konstruált 1D PHR modell tulajdonságainak a vizsgálata. Ezért először a DB parametrizációs eljárás segítségével szimulált profilokat mutatom be, majd összehasonlítom őket a másik három parametrizáció segítségével modellezett profilokkal. A DB parametrizáció alkalmazása során,  $50 \text{ m}$ -es vertikális felontás és  $10 \text{ s}$ -os időlépcső mellett,  $4$  és  $8$  óra modellidő elteltével nyert potenciális hőmérséklet profiljai láthatóak az 5.2. ábrán. A profilokat a talajfelszíntől a határreteg-vastagság kétharmadáig magassággal csökkenő, negatív potenciális hőmérsékleti gradiens jellemzi.



5.2. ábra. A DB parametrizáció segítségével szimulált potenciális hőmérsékleti profilok.

Az 5.3. ábra a DB parametrizáció eredményei mellett, az ACM2, a D és a MYJ parametrizáció segítségével modellezett profilokat hasonlítja össze. Az, hogy a 4 órás profilok között kis eltérés mutatkozik a talajmenti szint hőmérsékletének lassú növekedésével, valamint a lokális kicserélődési folyamatok dominanciájával magyarázható. A 8 órás profilok esetében a DB és az ACM2 keveredési modellek segítségével nyert eredmények között elhanyagolható az eltérés, ami elsősorban a keveredési modellek hasonló felépítésével magyarázható.

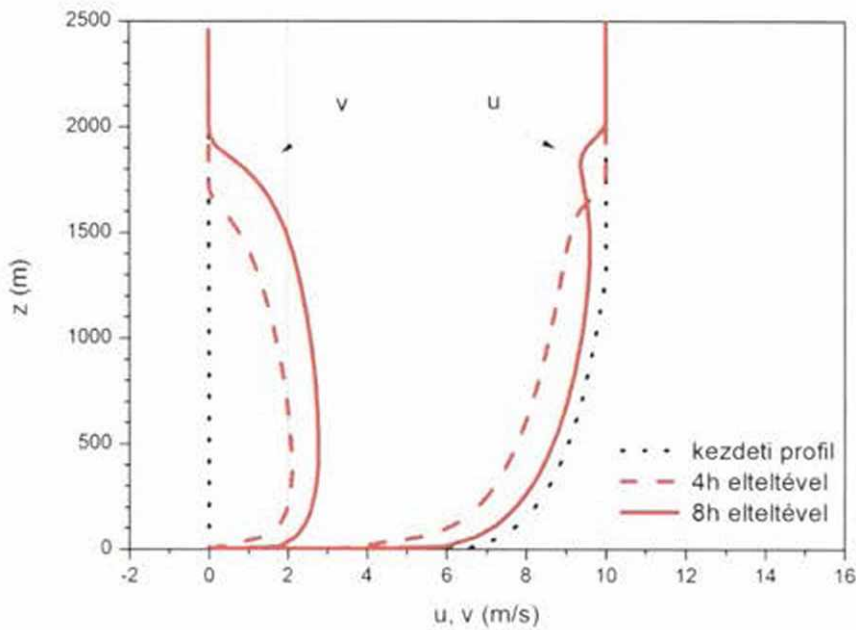


5.3. ábra. A 4 órás (felső ábra) és 8 órás (alsó ábra) potenciális hőmérsékleti profilok összehasonlítása.



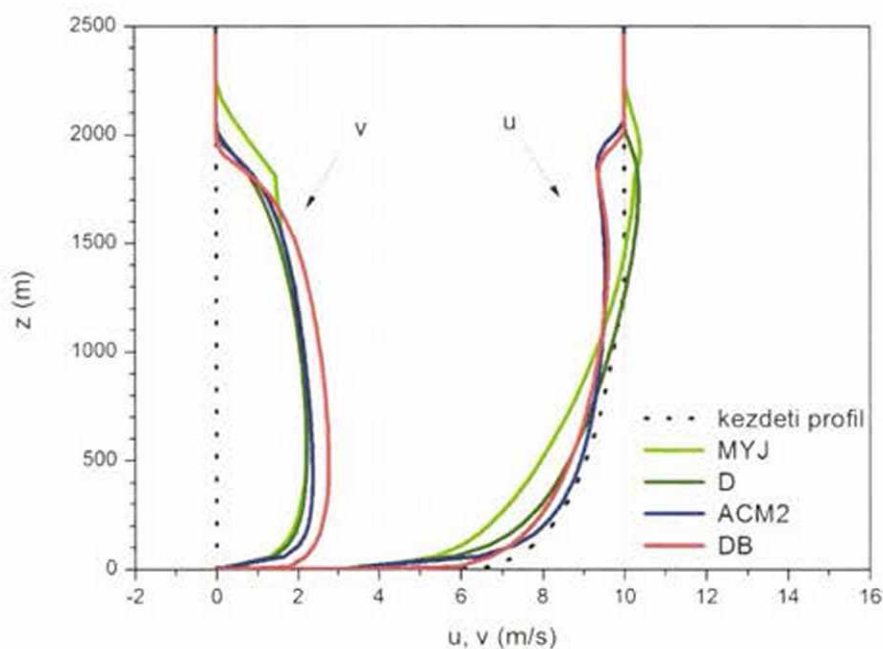
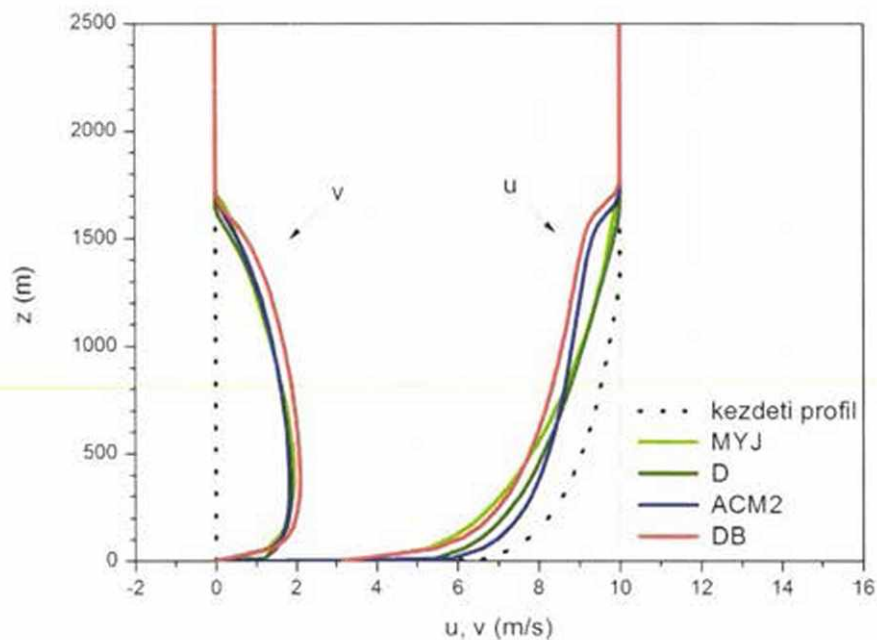
### 5.4.2. Szélprofilok

A DB parametrizációs eljárás segítségével 50 m-es függőleges felbontás és 10 s-os időlépcső mellett szimulált szélprofilok az 5.4. ábrán láthatóak. A futtatások során a geosztrofikus szél meridionális és zonális komponense rendre,  $u_g = 10$  m/s és  $v_g = 0$  m/s volt, a Coriolis-féle paraméter értékét az északi félteke  $45^\circ$ -os szélességi körén határoztam meg ( $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ).



5.4. ábra. A DB modell segítségével szimulált szélprofilok.

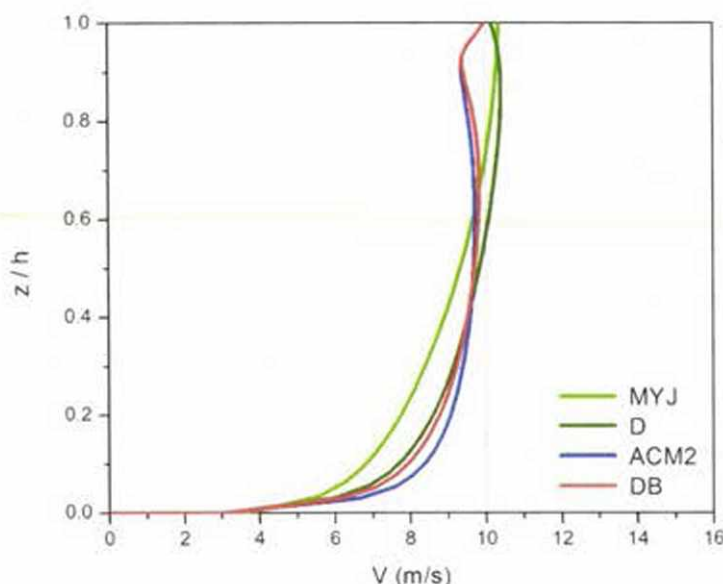
A két lokális (MJY és D) és a két nemlokális (ACM2 és DB) parametrizáció alkalmazása során nyert meridionális ( $u$ ) és zonális ( $v$ ) sebességprofilokat az 5.5 ábra hasonlítja össze. A kezdeti profilok meghatározásának köszönhetően az eltérés az  $u$  profilok esetében jelentősebb. A „lokális” és „nemlokális” profilok közötti különbség megjelenik már a 4 órás modellidőnél, de jóval látványosabb a 8 órás profilok esetében, amikor a határréteg-vastagság közelében az eltérés megközelítőleg 10%-os.



5.5. ábra A 4 órás (felső ábra) és 8 órás (alsó ábra) szélprofilok összehasonlítása.

Az 5.6. ábrán a 8 órás modellidőre vonatkozó teljes horizontális szélsébségek ( $V^2 = u^2 + v^2$ ) modellezett értékeinek az összehasonlítása látható. A talajközeli szinteken a nemlokális, a határreteg-vastagság közelében a lokális parametrizációk segítségével szimulált profilok mutatnak nagyobb szélsébségeket. Az elvárásoknak megfelelően (Brown and Grant, 1997) a nemlokális lezárások estében a szélsébség

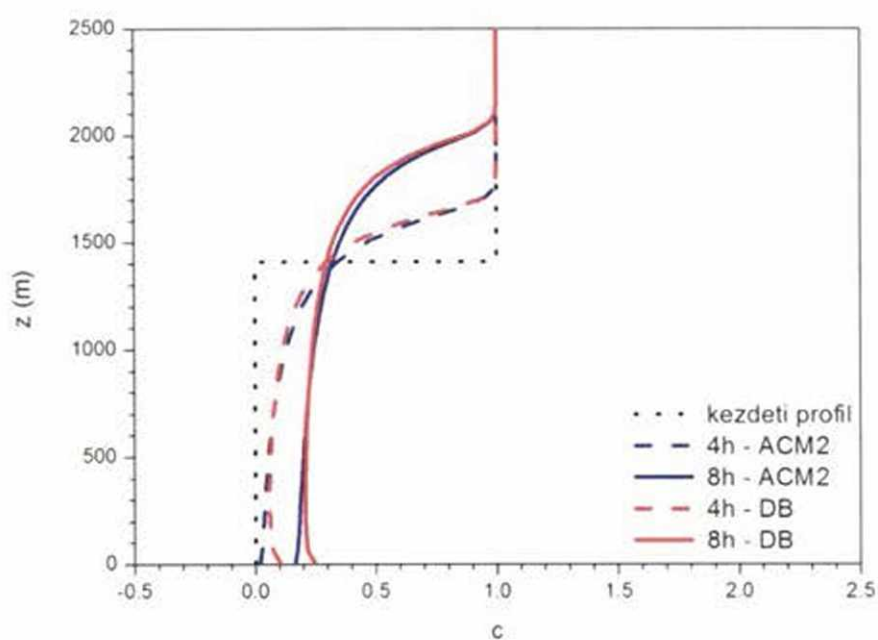
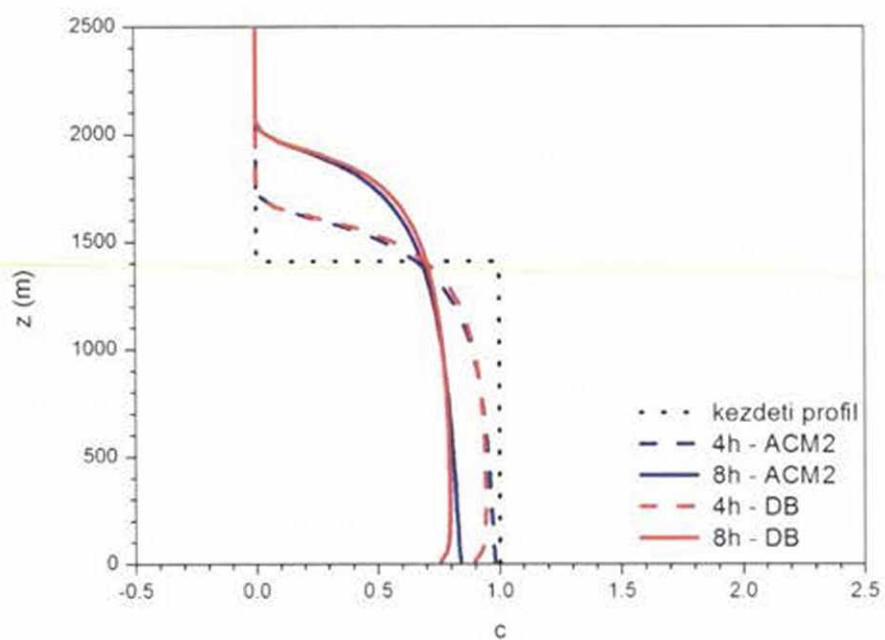
maximális értéket a határreteg-vastagság  $2/3$ -ának közelében, a lokális lezárást alkalmazó modellek esetében a határreteg-vastagság közelében éri el.



5.6. ábra. Horizontális szélprofilok (8 órás modellidő).

#### 5.4.3. A fel- és leáramlás vizsgálata

A teljes keveredést a feláramlás (angolul *bottom-up*) és a leáramlás (angolul *top-down*) folyamatainak együttese alakítja (Wyngaard és Brost, 1984). Passzív nyomanyag fel- és leáramlásának vizsgálatával lehetőség nyílik a keveredési modellek tulajdonságainak vizsgálatára és összehasonlítására. Az 5.7. ábrán 50 m-es vertikális rácsfelbontás és 10 s-os időlépcső mellett, a DB és az ACM2 parametrizáció segítségével szimulált nyomanyag profilok láthatóak. A két parametrizáció közötti különbséget az alkalmazott keveredési modell jelenti. A 4 és 8 órás modellidő elteltével nyert profilok esetében a felszínközeli rétegekben mutatkozik eltérés. Az eltérés a DB keveredési modellben alkalmazott Blackadar-féle keveredési modell tulajdonságaival (3.2. fejezet) magyarázható. Hasonló kísérletek során az ACM2 összehasonlítva a nagy örvény szimuláció (LES) módszerét alkalmazó futtatások eredményeivel jó egyezést mutatott (Pleim, 2007a).

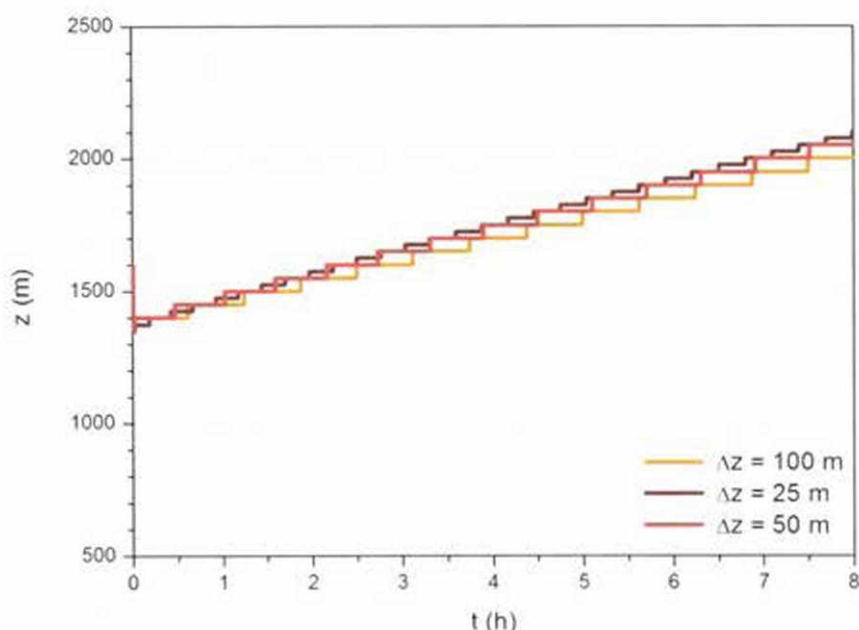


5.7. ábra. A 4 óra és 8 óra modellidő elteltével, az ACM2 és a DB parametrizáció segítségével a passzív nyomanyag fel- és leáramlását bemutató profilok. A passzív nyomanyag koncentrációja relatív egységben van kifejezve.



#### 5.4.4. A határréteg-vastagság menetének vizsgálata

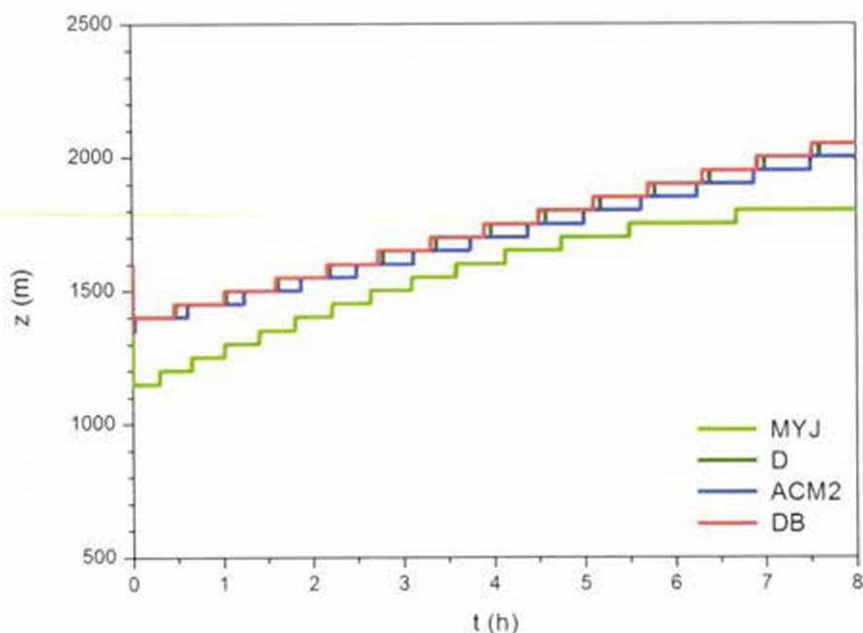
Az eddig ismertetett összehasonlító vizsgálatokat elvégeztem különböző függőleges felbontást és időlépcsőt alkalmazva. A 25 m-es, az 50 m-es és a 100 m-es felbontás segítségével szimulált profilok között, egyik alkalmazott parametrizáció esetében sem mutatkozott lényeges eltérés. A DB parametrizációs eljárás segítségével az említett függőleges felbontások és 10 s-os időlépcső során becsült határréteg-vastagság menete az 5.8. ábrán látható. A módosított részecske-módszer tulajdonságainak megfelelően a PHR vastagság lassú növekedést mutat. A különböző felbontások között mutatkozó eltérés mértéke nem haladja meg a legkisebb felbontásnak megfelelő 100 m-es különbséget.



5.8. ábra. A DB parametrizációs eljárás alkalmazása során, különböző függőleges rácsfelbontás segítségével, diagnosztizált határréteg-vastagság menete.

Az 5.9. ábrán a módosított részecske módszert alkalmazó D, ACM2 és DB parametrizáció, valamint a turbulens kinetikus energia módszerét alkalmazó MYJ parametrizáció segítségével becsült határréteg-vastagságok menete látható 50 m-es függőleges felbontás alkalmazásának az esetében. A módosított részecske-módszert alkalmazó futtatások eredményei között az eltérés nem haladja meg az egy rácspontnak megfelelő különbséget. A turbulens kinetikus energia módszerével, a részecske-

módszerhez viszonyítva, alacsonyabb PHR vastagság becsülhető. Néhány rácspontnak megfelelő eltérés mutatkozik.



5.9. ábra. A PHR vastagság menetének alakulása.

A mesterségesen generált profilokkal végzett modellfuttatások a szakirodalomnak megfelelő eredményeket mutatnak (*Nieuwstadt et al.*, 1992). Visszaadják a PHR fejlődésének mentét és jól mutatják a különböző keveredési modellek közötti eltéréseket. A következő fejezetben a reális adatok segítségével végzett futtatás eredményeit mutatom be.

## 6. MODELLVERIFIKÁCIÓ – A WANGARA ADATSOR ALKALMAZÁSA

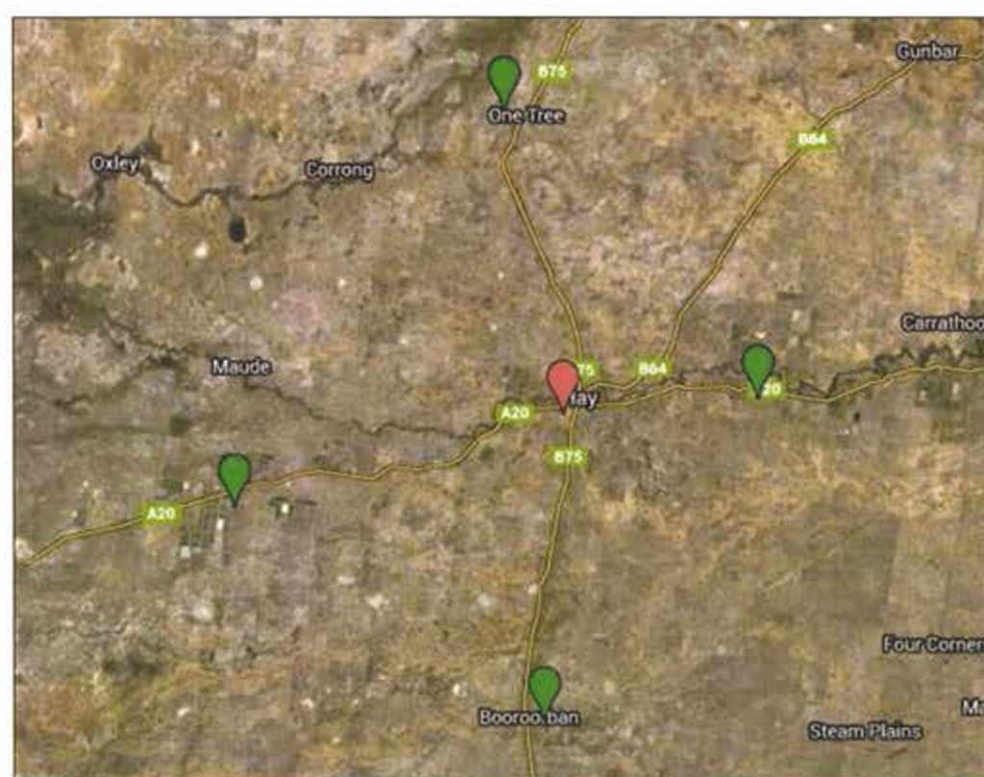
Az 1D PHR modellek feladata a valós vertikális profilok időbeli változásának és a határréteg-vastagság menetének leírása. A mesterségesen generált adatsorok segítségével végzett összehasonlító vizsgálatokat követően a modellverifikációt a Wangara mérési program eredményeinek alkalmazásával végeztem. A DB parametrizációs eljárás segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ), valamint a meridionális- ( $u$ ) és zonális ( $v$ ) szélprofilokat hasonlítottam össze a mérési eredményekkel. További összehasonlításokat végeztem az ACM2 és a D parametrizáció alkalmazásával. Vizsgáltam a mért és modellezett határréteg-vastagság menetét.

### 6.1. A Wangara kampány

A Wangara mérési kampány 1967 júliusában és augusztusában (Clarke *et al.*, 1971; Hess *et al.*, 1981) az ausztrál Hay város (New South Wales; 34.50°S, 144.93°E) közelében zajlott 44 napig. Ez volt az első olyan átfogó mérési sorozat, amelyben a PHR tulajdonságait kutatták. A „wangara” szó – utalva a kampány elsődleges céljára – az ausztrál őslakosok nyelvén nyugati szelet jelent. A növényzet és a domborzat hatásának kiküszöbölése érdekében a méréseket a sivatag peremén lévő nagy kiterjedésű sík területen végezték. A Hay város központjától légvonalban kb. 5 km-re található központi mérőállomáson kívül további négy, a városközponttól kb. 50 km-es tartományban található, állomást alakítottak ki. A mérési kampány helyszínét és a mérőállomások helyzetét bemutató műholdas felvételek a 6.1. ábrán láthatóak.

A Wangara adatsor a központi mérőállomáson végzett rádiószondás felszállások és a másik négy állomáson folytatott pilot szélmérések adatait tartalmazza. A rádiószondás (magasság, légnyomás, hőmérséklet, specifikus nedvesség és szélsébség) és a pilot mérések a talaj felszínétől számított 1000 m-es magasságig 50 m-es, 1000 m és 2000 m között 100 m-es vertikális felbontásban állnak rendelkezésre. A pilot méréseket óránként, a rádiószondás mérések három óránként végezték. Mikrometeorológiai mérések (standard meteorológia, globálsugárzás, sugárzási mérleg) végzésére alkalmas állomásokat a központi- és a tőle nyugatra található mérőhelyre telepítettek.





6.1. ábra. A Wangara mérési kampány helyszíne Délkelet-Ausztrália térképén(felső ábra). A Hay város közelében telepített központi- (piros) és további négy mérőállomás (zöld) helyzete (alsó ábra).  
[Hess et al. (1981) alapján]

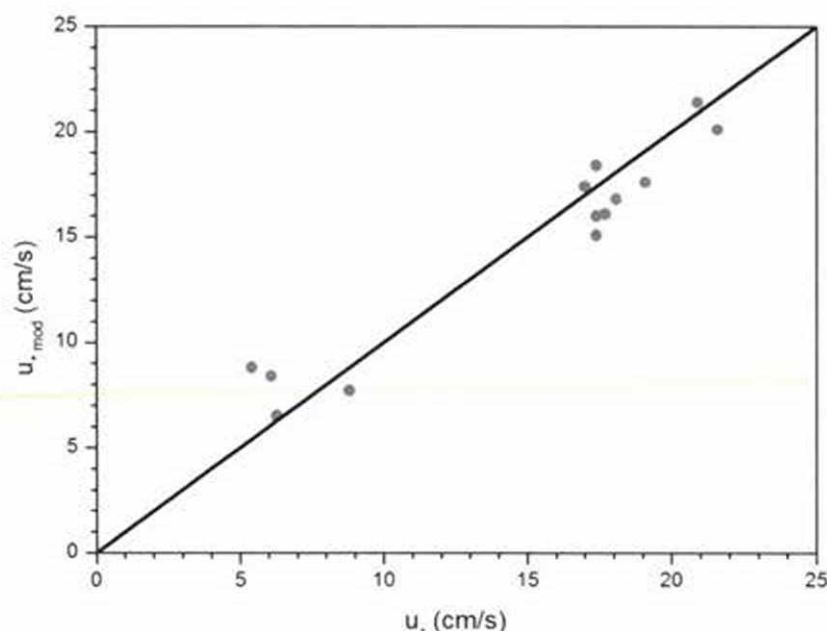


Annak ellenére, hogy a kampány majd ötven évvel ezelőtt zajlott, a Wangara adatsort a mai napig nagy előszeretettel alkalmazzák (Cara-Lyn et al., 2010). Ez elsősorban a sűrű rádiószondás felszállásoknak köszönhető. Az 1D modellek verifikálására, a felhőmentes égboltnak és a horizontális advekciós folyamatok elhanyagolható hatásának köszönhetően, a kampány 33. és 34. napján (augusztus 16-án és 17-én) született mérési adatok a legalkalmasabbak (Deardorff, 1974; Yamada and Mellor, 1975; Alapaty et al., 1997).

## 6.2. Eredmények

A Wangara adatsor segítségével végzett modellfuttatásokat a kampány 33. napján lokális idő szerint 9 órától (0900 LT, Local Time) 21 óráig (2100 LT) terjedő időszakban végeztem. Bemenő adatként a központi felszíni állomás 2 m-es szintre vonatkozó adatait, valamint a 0900 LT-s rádiószondás adatokat alkalmaztam. A virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ) kezdeti profilját a potenciális hőmérséklet ( $\theta$ ) és a specifikus nedvesség ( $q$ ) segítségével határoztam meg. A modelleredmények 50 m-es vertikális felbontás, 10 s-os időlépcső és 0,01 m-es érdességi magasság (Yamada and Mellor, 1975) mellett születtek. A határréteg-vastagságot, az előző fejezetben bemutatott eredményekhez hasonlóan, konvektív rétegződés esetén a módosított részecske-módszer, stabil rétegződés esetén a Richardson-féle szám módszere segítségével határoztam meg. A Richardson-féle szám kritikus értéke itt is 0,25 volt.

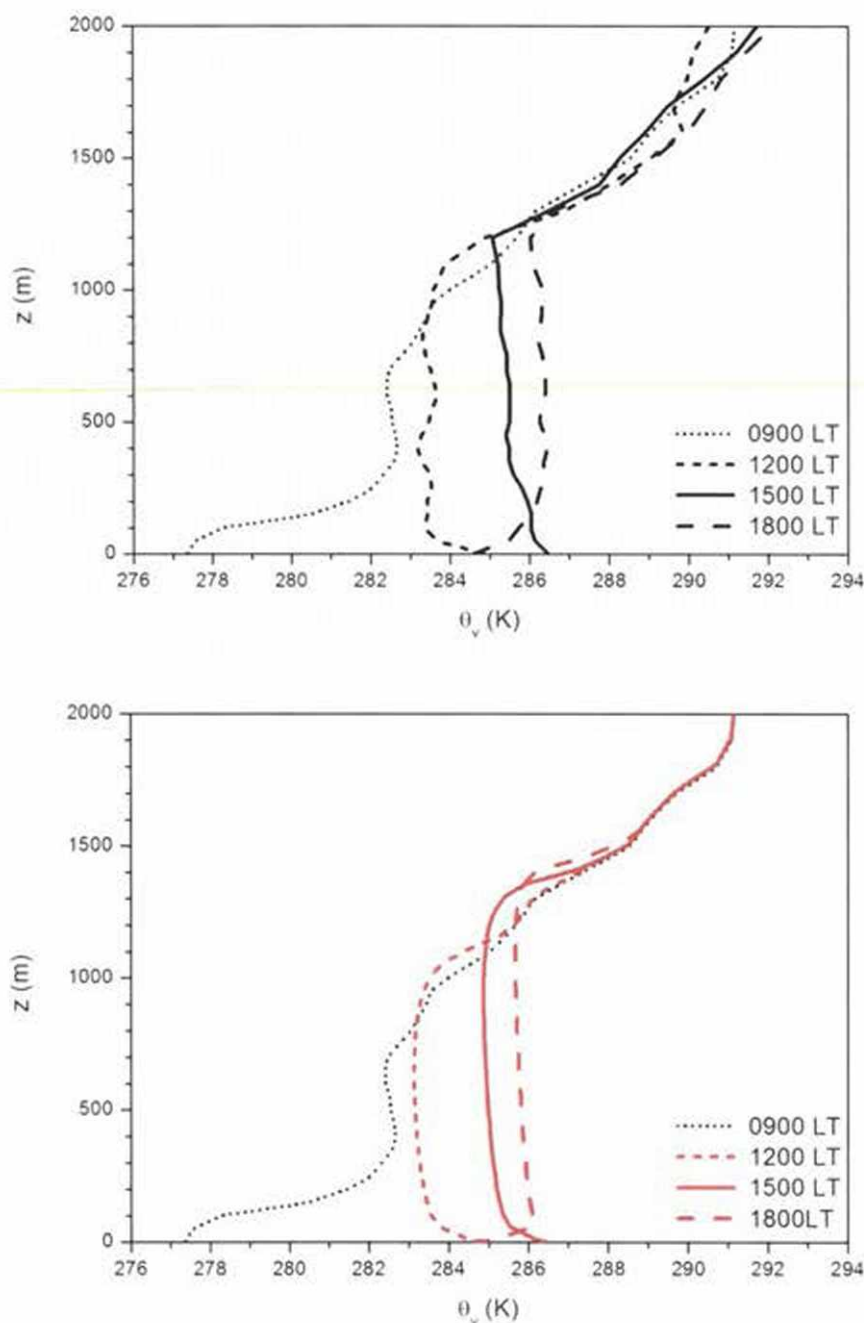
A 6.2. ábrán a központi- és a nyugati állomás mérési eredmények alapján számolt (Hicks, 1981) és a modellezett dinamikus sebességek ( $u_z$ ) órás átlagának az összehasonlítása látható. Konvektív rétegződés esetén a dinamikus sebesség átlagértéke 17–22 cm/s között, stabil rétegződés esetén 5–9 cm/s között változik. Mind konvektív, mint stabil rétegződés esetén jó egyezést mutat a modellezett és a mért dinamikus sebesség órás átlaga. Az eltérés nem haladja meg a 3,5 cm/s értéket. A különbségek az univerzális függvények választásából adódnak.



6.2. ábra. A mérési eredmények alapján számolt ( $u_*$ ) és a modellezett ( $u_{*,mod}$ ) dinamikus sebességek összehasonlítása.

### 6.2.1. A virtuális potenciális hőmérséklet profiljai

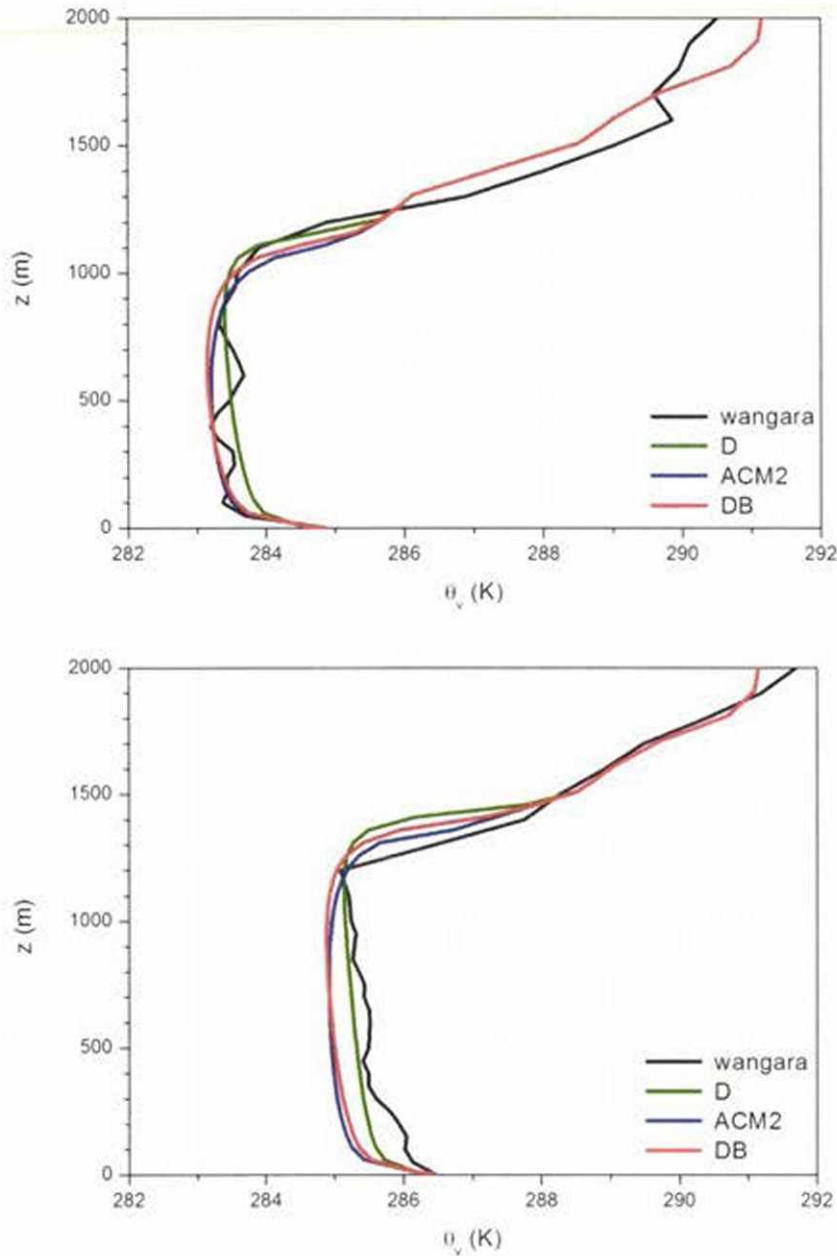
A 6.3. ábrán a mért és a DB parametrizáció segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ) profiljának időbeli változása látható 0900 LT-től 1800 LT-ig háromórás felbontásban. A 0900 LT-kor mért profil stabil rétegződést mutat. A talaj hőmérsékletének gyors növekedésével délig (1200 LT) erősen konvekív határreteg alakul ki. A mérési adatok és az 5.3. fejezetben ismertetett részecske módszer segítségével meghatározott határreteg-vastagságot a modell enyhén (egy rácspontnak megfelelő 50 m-rel) becsli alá. A következő három órában (1500 LT-ig) a talajmenti, 2 m-es magasságon mért, hőmérséklet megközelítőleg 2 K-nel növekszik. A PHR vastagság is enyhe növekedést mutat, a modellezett érték kb. 100 m-rel magasabb a mérténél. Mind a mért, mind a modellezett 1800 LT-s profil esetében látható a felszínközeli inverziós réteg, valamint a felette található, jól átkevert maradványréteg kialakulása. A Richardson-féle szám módszere segítségével meghatározott határreteg-vastagság becslése során a modellezett érték, a két rácspontnak megfelelő, 100 m-rel alacsonyabb a mért profil segítségével meghatározottnál.



6.3. ábra. A virtuális potenciális hőmérséklet mért (fekete) és a DB parametrizáció segítségével szimulált (piros) profiljai.

Az 6.4. ábra a konvektív határreteg esetében (1200 LT és 1500 LT) mért, valamint a D, az ACM2 és a DB parametrizációk alkalmazásával modellezett virtuális potenciális hőmérsékleti profilokat hasonlítja össze. A déli modelleredmények nagyon jó egyezést mutatnak a mérésekkel. A talaj felszínétől számított 500 m-es magasságig a nemlokális eljárások (ACM2 és DB), ezen a szinten felül a lokális parametrizáció (D)

segítségével szimulált eredményei illeszkednek jobban. Az L2 norma módszerét alkalmazva a talaj felszínétől a határreteg-vastagságig, a mért és a modellezett profilok közötti átlagos eltérés 0,059 K (ACM2); 0,061 K (D) és 0,065 K (DB). A kora délutáni Wangara adatokkal összehasonlítva a D eljárás segítségével modellezett profil mutat legjobb egyezést. Az L2 norma segítségével számolt átlagos eltérések 0,066 K (D); 0,104 K (DB) és 0,107 K (ACM2).



6.4. ábra. A mért és a modellezett virtuális potenciális hőmérsékleti profilok összehasonlítása: 1200 LT (felső ábra) és 1500 LT (alsó ábra).



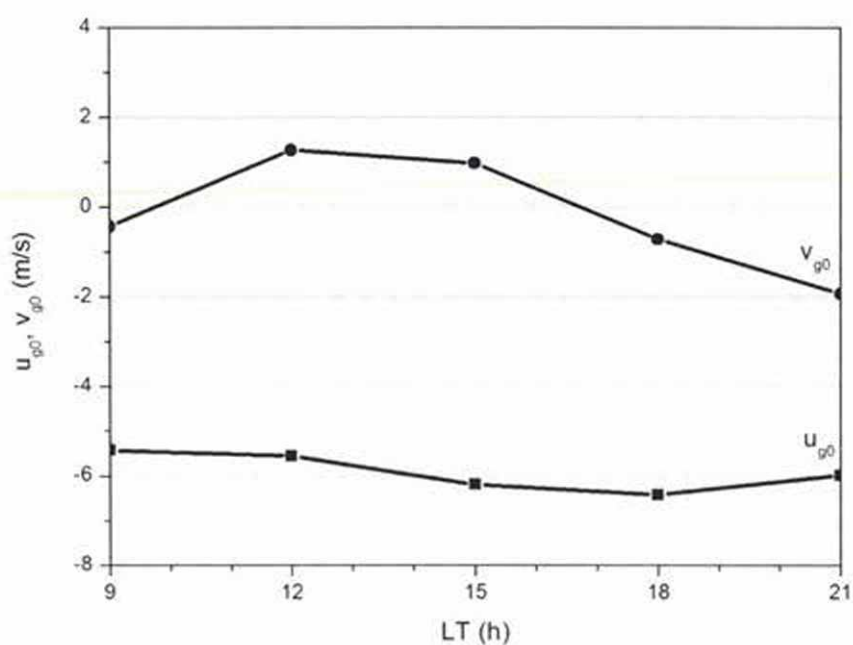
### 6.2.2. Szélprofilok

A szélprofilok modellezése során, a (2.3) és (2.4) egyenletek megoldásához, szükség van a geosztrofikus szél meridionális ( $u_g$ ) és zonális ( $v_g$ ) komponensnek, valamint a Coriolis-féle paraméter ( $f$ ) meghatározására (a Wangara mérések esetében  $f = -0,826 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ). A geosztrofikus szél adott magasságra jellemző komponenseinek értékét a parabolikus illesztés módszere segítségével számoltam ki a termikus szél ismeretében (Yamada and Mellor, 1975). A meridionális komponens értékeit adott magasságban ( $z$ ) és időben ( $t$ ) a következő egyenlet segítségével határoztam meg:

$$u_g(t, z) = \frac{\Delta u_{g2} - \Delta u_{g1}}{2 \cdot 10^6} z^2 + \frac{3\Delta u_{g1} - \Delta u_{g2}}{2 \cdot 10^3} z + u_{g0}(t), \quad (6.1)$$

ahol  $u_{g0}$  a geosztrofikus szél felszínközeli értéke,  $\Delta u_{g1}$  a talajfelszín és a felszíntől számított 1000 m-es magasság között-,  $\Delta u_{g2}$  az 1000 és 2000 m-es magasságok között meghatározott termikus szél. A (6.1) egyenletben a meridionális értékeket a zonálisakkal helyettesítve határoztam meg a zonális szél geosztrofikus komponenseit.

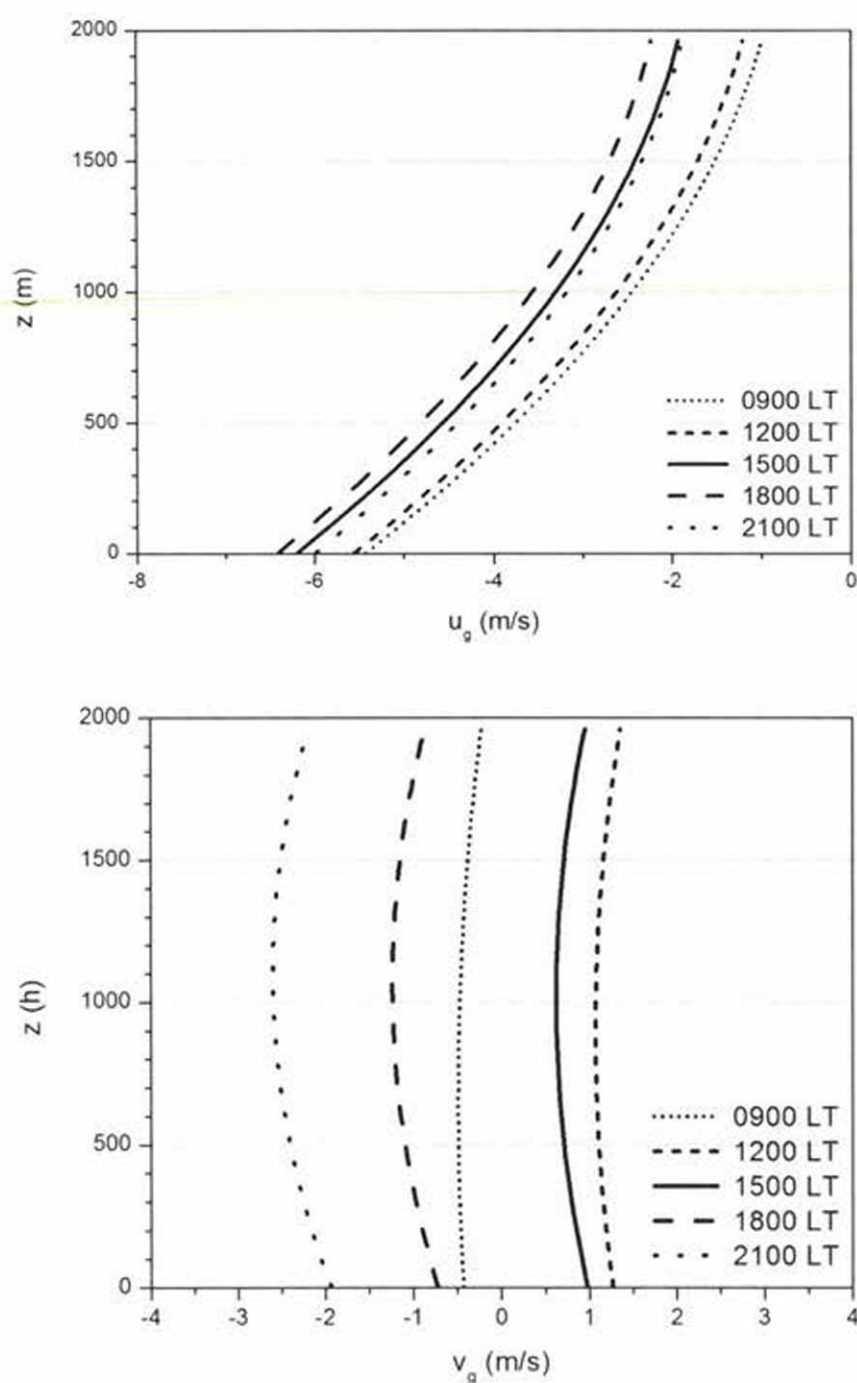
A felszínközeli geosztrofikus szélesebséget a kampány során telepített állomásokon (6.1. ábra) és az Ausztrál Meteorológiai Szolgálat (BOM, Bureau of Meteorology), a mérési kampány helyszínéhez legközelebb található, állomásain mért légnyomás értékek alapján állapították meg háromórás felbontásban. A kampány 33. napjára vonatkozó geosztrofikus szélkomponensek felszínközeli értékének a menete 0900 LT és 2100 LT között a 6.5. ábrán látható. A termikus szél értékeit a BOM rádiószondás hálózat adatai segítségével napi két alkalommal (0900 LT és 2100 LT) becsülték. A becsült értékek a 6.1. táblázatban találhatóak. A geosztrofikus szél meridionális ( $u_g$ ) és zonális ( $v_g$ ) komponensének a (6.1) egyenlet segítségével számolt profiljai a 6.6 ábrán láthatóak. A modellfuttatások során az aktuális értékeket lineáris interpoláció segítségével határoztam meg.



6.5. ábra. A felszínközeli geosztrofikus szél meridionális- ( $u_{g0}$ ) és zonális ( $v_{g0}$ ) komponensének alakulása a Wangara mérési kampány 33. napján.

	0900 LT	2100 LT
$\Delta u_{g1}$	2,98	2,81
$\Delta u_{g2}$	1,49	1,32
$\Delta v_{g1}$	-0,04	-0,67
$\Delta v_{g2}$	0,26	0,45

6.1. táblázat. A napi két alkalommal a rádiószondás mérések alapján meghatározott termikus szél értékei m/s-ban.

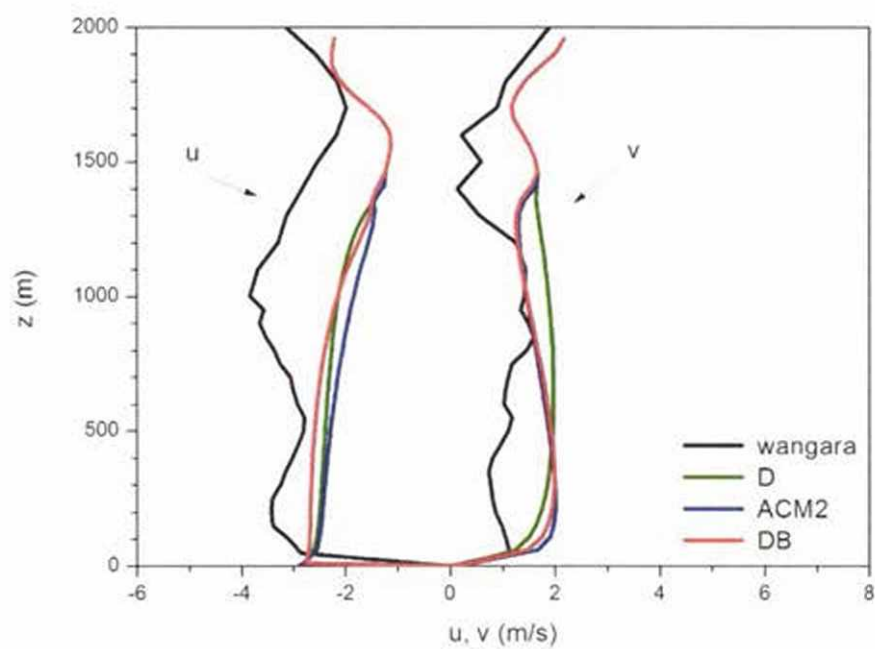
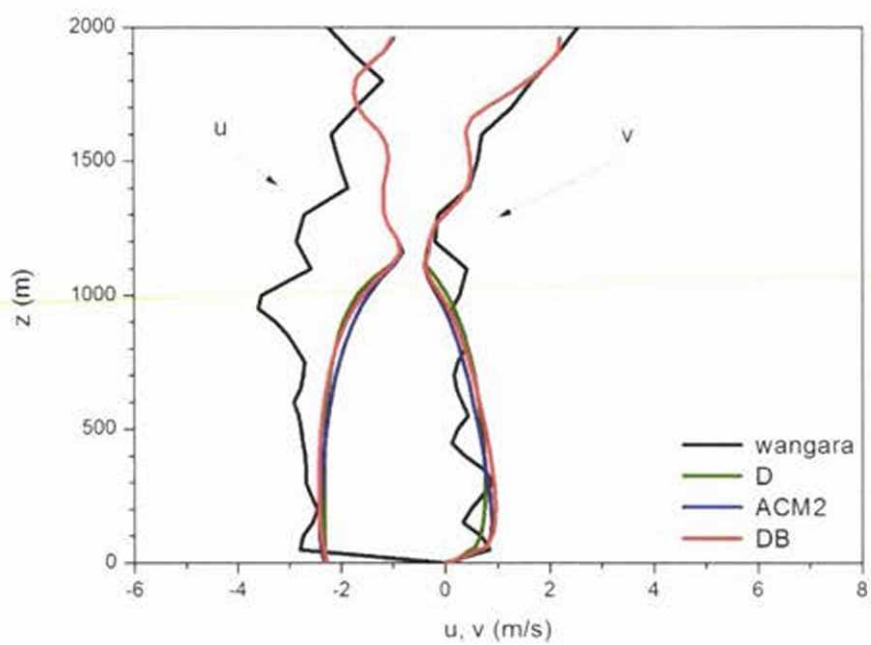


6.6. ábra. A geosztrofikus szél meridionális- (felső ábra) és zonális komponensének (alsó ábra) vertikális profiljai háromórás felbontásban 0900 LT és 2100 LT között.

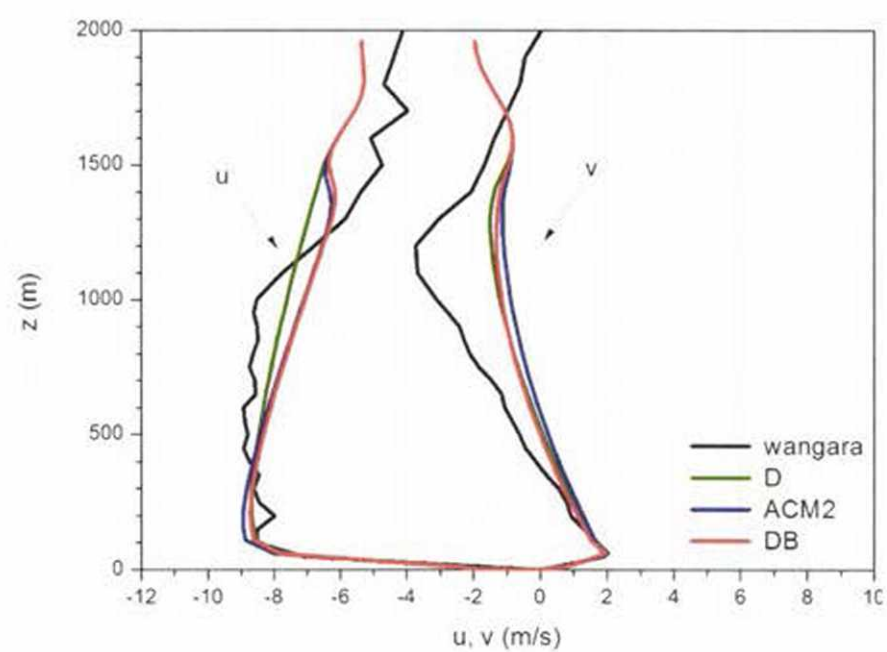
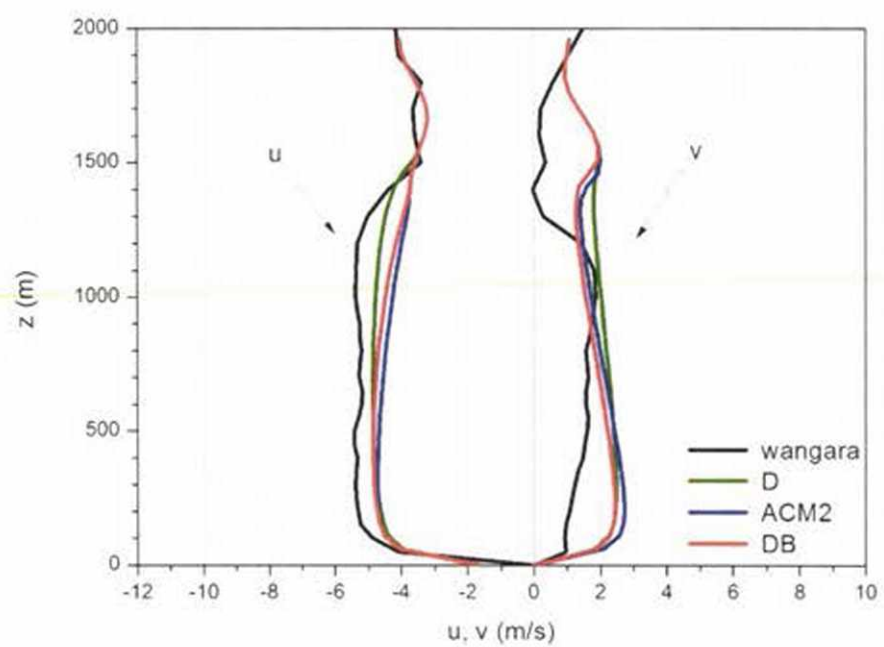
A 6.7. ábrán a konvektív rétegződés esetében (1200 LT, 1500 LT) mért és modellezett (D, ACM2 és DB parametrizáció) szélsébségprofilok összehasonlítása látható. A szimulált szélsébségek között az eltérés ritkán haladja meg a 0,5 m/s-os értéket. A modellezett déli (1200 LT) zonális ( $v$ ) értékek jó egyezést mutatnak a mérésekkel. A meridionális ( $u$ ) profilok esetében lényeges eltérések a határreteg felső felében mutatkoznak, ahol elérhetik a 2 m/s-os értéket is. A 1500 LT-s profilok esetében mutatkoznak a legnagyobb eltérések a mért és a modellezett profilok között. A modellezett meridionális szélprofilok alábecslik, a zonálisak felülbecslik a mért szélsébségeket. Ez alól kivételt képeznek a nemlokális (ACM2 és DB) zonális profilok a határreteg felső rétegeiben. A mért és modellezett értékek közötti eltérések oka a geosztrofikus szélsébség meghatározására alkalmazott módszerben rejlő bizonytalansággal magyarázható (Alapaty et al., 1997).

A stabil rétegződés esetén (1800 LT, 2100 LT) mért, valamint a D, az ACM2 és a DB parametrizációs eljárás segítségével szimulált szélprofilok a 6.8. ábrán láthatóak. Összehasonlítva a virtuális potenciális hőmérséklet profiljaival (6.3. ábra) a felszínközeli inverziós réteg kialakulására csak a mért zonális profil alapján lehet következtetni. Ez azzal magyarázható, hogy a határreteg „összeomlása” 1730 LT körüli időpontra tehető (lásd a 6.9. ábrát). A modellezett értékek között az eltérés nem haladja meg a 0,5 m/s-os értéket. A négy szemlélt időpont közül 1800 LT-kor illeszkednek legjobban a mért és modellezett értékek. A legnagyobb eltérés a zonális profilok esetében jelentkezik a talajközeli rétegekben. A talaj felszínétől számított, az „összeomlás” előtt a konvektív határreteg vastagságát jelentő, 1400 m-es magasságig az L2 norma segítségével meghatározott átlagos eltérés a meridionális ( $u$ ) profilok esetében 0,14 m/s (D); 0,16 m/s (DB) és 0,18 m/s (ACM2). A zonális ( $v$ ) értékek esetében az átlagos eltérés 0,17 m/s (DB); 0,20 m/s (D) és 0,21 m/s (ACM2). A 2100 LT-s szélprofilok esetében jól látható az éjjeli határreteg kialakulása. A mért és szimulált értékek között jelentős különbség a szabad légkörben mutatkozik.





6.7. ábra. A szélprofilok összehasonlítása 1200 LT (felső ábra) és 1500 LT (alsó ábra) esetében.



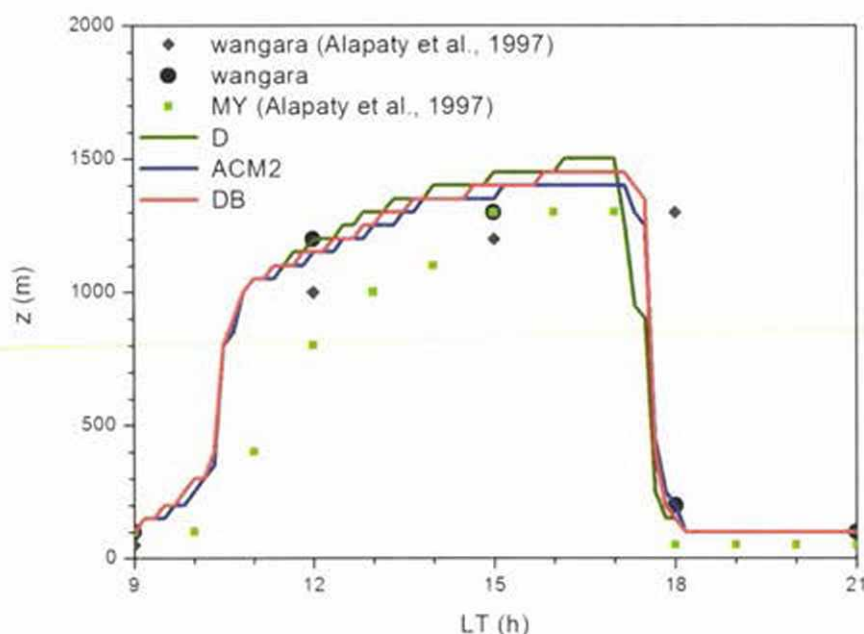
6.8. ábra. A szélprofilok összehasonlítása 1800 LT (felső ábra) és 2100 LT (alsó ábra) időpontokban.

### 6.2.3. A határréteg-vastagság becslése

A DB keveredési modell segítségével épített 1D PHR modell a határréteg-vastagságot az 5.3. fejezetben ismertetett módon határozza meg. Stabil rétegződés esetén a Richardson-féle szám módszerét, konvektív rétegződés esetén a módosított részecske módszert alkalmazza. Ugyanezt a módszert használtam a D és az ACM2 keveredési modellek segítségével szerkesztett 1D modellek esetében is. A modellezett határrétegvastagságok napi menetének alakulása a 6.9. ábrán látható 10 perces felbontásban. Eltekintve a határréteg 1700 és 1800 LT között történő „összeomlásától”, a modellezett értékek közötti maximális eltérés nem haladja meg a két rácspontnak megfelelő 100 m-es különbséget.

A modelleredményekhez hasonlóan, a mért profilok esetében is a Richardson-féle szám és a részecske módszer kombinációjának segítségével becsültem a határréteg-vastagságot. Az eredmények a 6.9. ábrán láthatóak. A mért és modellezett profilok alapján meghatározott értékek közötti legnagyobb eltérés 1500 LT-kor látható. Az eltérés ekkor, a három rácspontnak megfelelő, 150 m-es érték között változik.

A 6.9. ábrán a saját eredményeken kívül, a MY (Mellor–Yamada-féle) paramtrizációs eljárást alkalmazó korábbi modellfuttatások során, valamint a mért profilok segítségével meghatározott határréteg-vastagságok mente is látható (Alapaty et al., 1997). A MYJ paramtrizációs eljárás elődjét jelentő, MY eljárás alkalmazása során a határréteg vastagságát a turbulens kinetikus energia módszerének segítségével határozták meg órás bontásban. A módszer a D, az ACM2 és DB paramtrizációval összehasonlítva a PHR vastagság lassabb növekedését jelzi előre és alacsonyabb maximális értéket mutat. A konvektív határréteg „összeomlását” a 1700 és 1800 LT közötti időpontban becsli mind a négy eljárás. A mérések alapján a határréteg felső határát ott állapították meg, ahol a virtuális potenciális hőmérséklet ugrásszerű változása észlelhető. A többi alkalmazott módszer eredményeivel összehasonlítva, lényeges eltérés 1800 LT-kor, a konvektív határréteg „összeomlását” követő időszakban mutatkozik. Az eltérés annak köszönhető, hogy a virtuális potenciális hőmérséklet ugrásszerű változása csak a maradványréteg felső határán észlelhető.



6.9. ábra. A határretegvastagság napi menetének alakulása.

A Wangara adatsor segítségével végzett verifikációs eljárás során a virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_e$ ), a meridionális ( $u$ ) és zonális ( $v$ ) szélességek mért és modellezett profiljait, valamint a határreteg-vastagság mérések és modelleredmények segítségével meghatározott értékeit hasonlítottam össze a kampány 33. napján 0900 és 2100 LT között. Az eredmények alapján arra lehet következtetni, hogy a DB parametrizációs eljárás sikeresen alkalmazható a planetáris határreteg szerkezetének vizsgálata során és alkalmas 3D modell-környezetbe történő beágyazásra. Az 1D modell fejlesztése szempontjából a (2.1–2.5) egyenletrendszer, a horizontális advekciót leíró tagokkal történő, kibővítése jelenthet előrelépést.



## 7. A FENNEC KAMPÁNY ÉS A SZAHARA TÉRÉSGÉBEN KIALAKULÓ HATÁRRÉTEG SZERKEZETÉNEK VIZSGÁLATA

A műszertechnika ütemes fejlődésének köszönhetően a légköri mérések területén is új lehetőségek nyíltak az elmúlt évtizedekben. A repülőgépes mérésekkel foglalkozó európai intézeteket az EUFAR (European Facility for Airborne Research) egyesíti. Dolgozatom témájához kapcsolódóan lehetőségem nyílt, hogy az EUFAR szervezésében tartott TETRAD (Training and Education for Turbulence Research via Airborne Data) képzésen vegyek részt 2010 szeptemberében. Csoportom feladata a Földközi-tenger térségben végzendő repülőgépes mérés tervezése és a mérési adatok feldolgozása volt. A Toulon-Hyères repülőtérrel indulva, számolva a SAFIRE (Service des avions français instrumentés pour la recherche en environnement) ATR 42-es repülőgépének a hatótávolságával és igazodva az aktuális tengeren zajló katonai aktivitáshoz, a méréseket a Lonsu ( $42.766^{\circ}\text{N}$ ,  $8.017^{\circ}\text{E}$ ) és Merlu ( $43.067^{\circ}\text{N}$ ,  $7.783^{\circ}\text{E}$ ) közötti térségben végeztük. A repülési útvonal és a mérések helyszíne a 7.1. ábrán látható. Az adatfeldolgozás során foglalkoztunk a sugárzásegyenleg és az albedó meghatározásával, az aeroszol részecskék méret- és magasságszerinti eloszlásával, valamint vizsgáltuk a tenger felett kialakuló, viszonylag keveset kutatott, határréteg szerkezetét. Eredményeinket jelentés formájában összegeztük (Ampe et al., 2010).

A TETRAD képzés során szerzett mérési és adatfeldolgozási tapasztalatnak, valamint az EUFAR anyagi támogatásának köszönhetően, csatlakoztam a Fennec mérési kampány csapatához 2011 júniusában (Washington et al., 2012). A sivatagi rókáról elnevezett kampány célja a Szahara időjárásra, valamint a lokális és globális éghajlatra gyakorolt hatásának a vizsgálata volt. Azért esett a választás erre a mérési sorozatra, mert ellentétben a tengeri mérésekkel, itt jól tanulmányozható a termikus turbulencia hatása alatt fejlődő konvektív határréteg, valamint nem kell számolni a fázisátalakulási folyamatokkal.

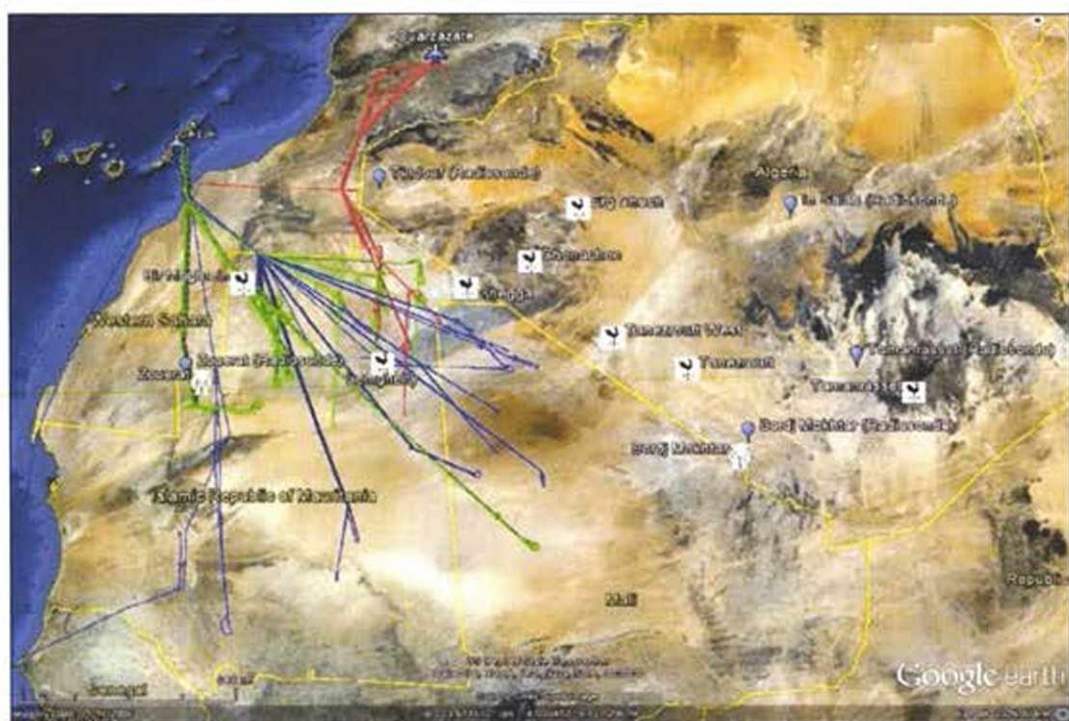


7.1. ábra. A TETRAD képzés során végzett mérések helyszíne és a repülési útvonal. A Merlu és Lonsu közötti távolság megközelítőleg 40 km, az A és B pontok kb. 30 km-re találhatók egymástól.

### 7.1. A Fennec kampány

A Fennec kampány 2011 és 2012 júniusában zajlott, Algéria, Mali és Mauritánia területén. A Szaharában végzett mérésekben három személyzettel rendelkező és hét teljesen automatizált felszíni állomás rögzítette a mérési adatokat (*Hobby et al.*, 2013). A Bordj Bardji Mokhtar (BBM; 21.373°N, 0.929°E, 398 SRTM) (*Marshall et al.*, 2013) és Zouerat (22.68°N, 12.47°E, 590 SRTM) (*Todd et al.*, 2013) közelében található állomásokon napi négytől-nyolc, a Wangara kampányhoz hasonlóan a fő- és a mellékterminusokban, végeztek rádiószondás felszállásokat. A Szahara belsejében végzett mérések mellett újdonságot jelentett a FAAM (Facility for Airborne Atmospheric Measurements) BAe-146 típusú repülőgépek az alkalmazása. A kampány során lehetőség nyílt a légkörbe kerülő homok sugárzásmérlegre és felhőképződésre gyakorolt hatásának a tanulmányozására (*Ryder et al.*, 2013), valamint a határreteg-kutatás szempontjából fontos ejtőszondás- és lidar mérések végzésére (*Washington et al.*, 2012; *Garcia-Carreras et al.*, 2015). A felszíni állomások helyzete és a repülési útvonalak a 7.2. ábrán, a Szaharában kialakult homokdűnékről készült légi felvétel a 7.3. ábrán látható.





7.2. ábra. A Fennec kampányban alkalmazott felszíni állomások helyzete és a repülési útvonalak. Pirossal a 2011 áprilisában végzett próbamérések, zölddel a 2011-es, késsel a 2012-es kampány repülési útvonalai láthatóak. A próbamérések során a repülőgépes bázis Ouarzazate (Marokkó), a kampány során Fuerteventura (Kanári-szigetek, Spanyolország) repülőterén volt. [Washington et al. (2012)]



7.3. ábra. Homokdűnék a Szaharában. A légi felvétel kb. 80 m-es magasságból, határreteg-mérések során készült. [Washington et al. (2012)]

## 7.2. A Szahara felett kialakuló PHR szerkezetének vizsgálata

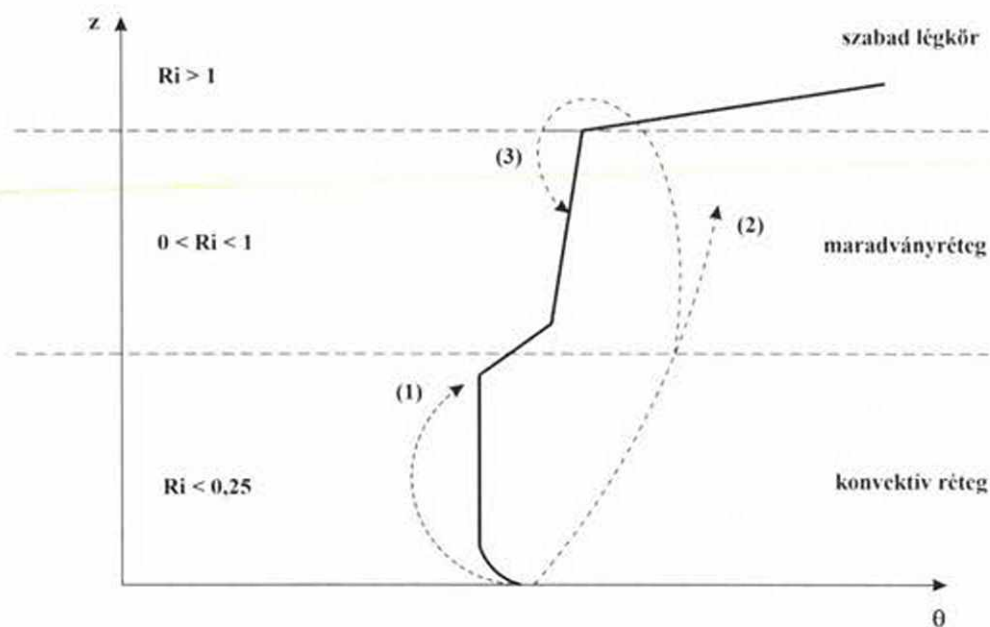
A talajmenti magas hőmérsékleteknek köszönhetően a Szahara felett kialakuló konvektív PHR vastagsága elérheti a Földön egyedülálló 5–6 km-t (Gamo, 1996). A délelőtti és déli órákban a határreteget a felszínközeli, relatív alacsony konvektív réteg, valamint a felette található, az előző napi határreteg maradványát képző, közel neutrális maradványréteg alkotja. A maradványrétegre 1 K/km-es vertikális hőmérsékleti gradiens jellemző. A konvektív- és a maradványréteg közötti átmenetet egy keskeny réteg képi, amelyet 1 K/100 m-es (száraz-adiabatikus) vertikális hőmérsékleti gradiens jellemez (Messenger et al., 2010). A konvektív határreteg a délutáni órákban fejlődik ki teljesen. Ekkor érheti el a rétegvastagság a több kilométeres értéket (Marshall et al., 2013). A rádió- (Marshall et al., 2008) és ejtőszondás, valamint repülőgépes lidar mérések (Garcia-Carreras et al., 2015) is azt bizonyítják, hogy akár 10 km-es távolságokon is, a PHR vastagsága nagy változékonyságot mutat a délutáni órákban. Az 2 km-t is meghaladó különbségek az albedó gyors változásával magyarázhatóak (Marshall et al., 2008).

A Szahara felett kialakuló határreteg szerkezetét a 7.4. ábra mutatja be vázlatosan (Garcia-Carreras et al., 2015). Szaggatott vonallal a különböző hőmérsékletű termikek láthatóak. A hidegebb termikek (1) hatásának köszönhetően melegszik a konvektív réteg és bekeveredik a levegő a maradványrétegből. Ezeknek a termikeknek köszönhetően növekszik a konvektív réteg vastagsága. A melegebb termikek (2) a keskeny átmeneti rétegnek köszönhetően átjutnak a maradványrétegbe. Energiát szállítanak a konvektív rétegből a maradványrétegbe és ezáltal lassítják a határreteg-vastagság növekedési ütemét. A talajfelszínhez közeli rétegek gyors melegedésével egyes termikek (3) elérhetik a maradványréteg felső határát és segíthetik a szabad légkörből a maradványrétegbe történő bekeveredését.

A Fennec kampány során végzett rádiószondás mérések (BBM, 2011. június 8–30., 1200 UTC) azt mutatják, hogy a keveredési rétegre jellemző Richardson-féle szám értéke 0,25-nél kisebb, a szabad légkörben ez az érték 1-nél nagyobb. A maradványréteget nullánál nagyobb és egynél kisebb Richardson-féle szám jellemezi ( $0 < Ri < 1$ ). Ez azzal magyarázható, hogy a lamináris áramlások akkor válnak turbulensekké, amikor a Richardson-féle szám értéke eléri a 0,25-ös határt, még ellentétes esetben, a turbulens áramlások akkor válnak laminárisakká, amikor



a Richardson-féle szám értéke 1-nél kisebb lesz (Galperin et al., 2007; Stull, 1988). A maradványrétegnek azon a részén, ahol a Richardson-féle szám értéke 0,25-nél alacsonyabb, intenzív keveredés észlelhető.



7.4. ábra. A Szahara felett kialakuló határreteg szerkezete.  
[Garcia-Carreras et al. (2015) alapján]

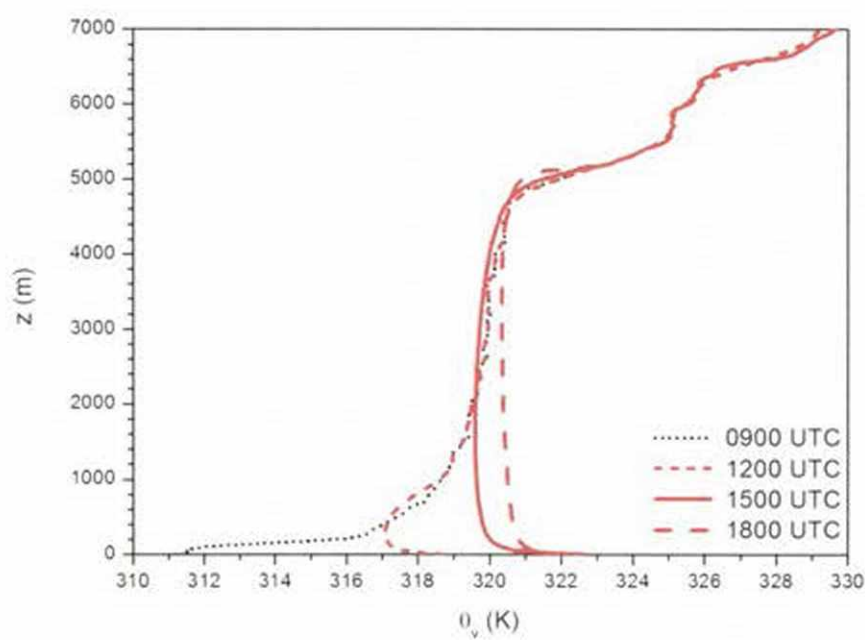
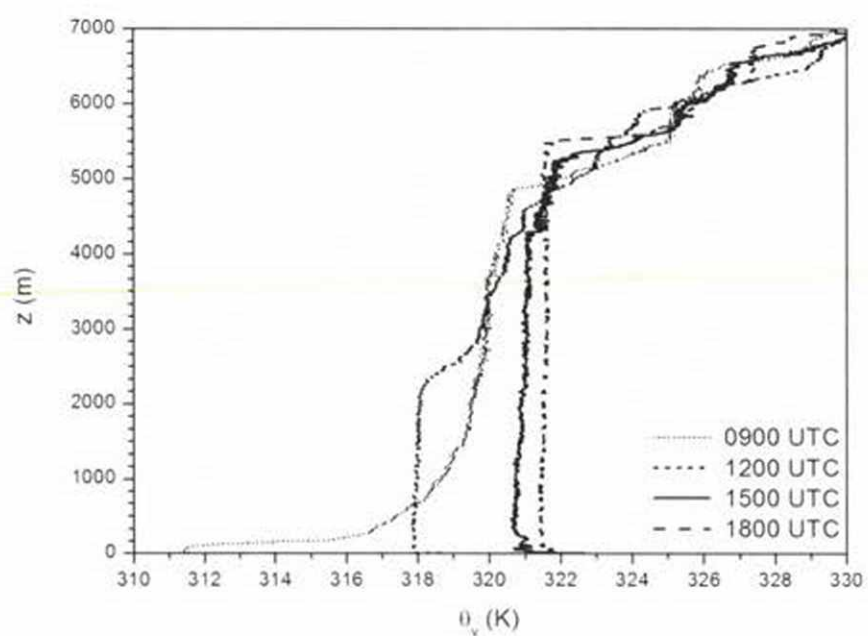
#### 7.2.1. Az 1D modell alkalmazása

A Szahara felett kialakuló határreteg szerkezetének vizsgálatát az 5. fejezetben ismertetett DB parametrizációs eljárást alkalmazó 1D modell segítségével végeztem. A modell futtatására, a szinoptikus helyzetnek megfelelően, a 2011. június 20-án BBM közelében végzett mérések bizonyulnak a legjobbnak (Garcia-Carreras et al., 2015). Bemenő adatként a felszíni állomáson a 2 m-es szintre vonatkozó méréseket, valamint a rádiószondás felszállások adatait használtam. A kampány során alkalmazott rádiószondák 2 s-os felbontásban rögzítették az adatokat. A Wangara adatokkal történő futtatásokhoz hasonlóan a virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ) kezdeti profilját a potenciális hőmérséklet ( $\theta$ ) és a specifikus nedvesség ( $q$ ) segítségével határoztam meg. A korlátozott adathozzáférésnek köszönhetően a szimulációkat 0900 UTC-től 1800 UTC-ig tartó időszakban végeztem, 50 m-es vertikális felbontást és 10 s-os

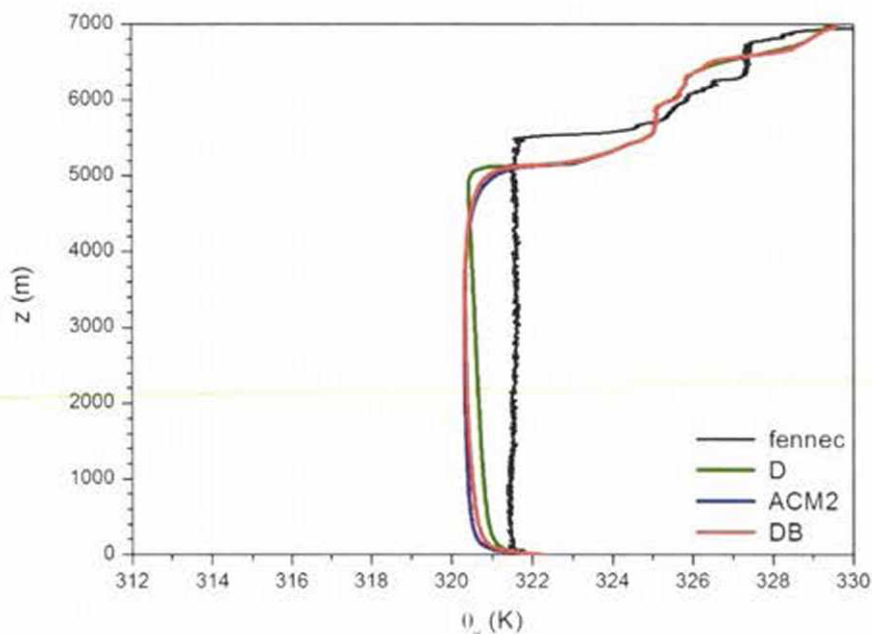
időlépcsőt alkalmazva. Az érdességi magasságot 0,01 m-en, a Coriolis-féle paraméter értékét  $0,53 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ -on határoztam meg. Pontos adatok hiányában, a geosztrofikus szél értékeinek a szabad légkör alsó határán meghatározott szélsőségek vettem. Az 5. és a 6. fejezetben bemutatott eredményekhez hasonlóan, a határreteg vastagságát a módosított részecske módszer és a Richardson-féle szám módszere segítségével határoztam meg. A Richardson-féle szám kritikus értékét 0,25-nek adtam meg.

A 7.5 ábrán a virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ) mért és szimulált profiljai láthatóak 0900 UTC-től 1800 UTC-ig háromórás felbontásban. A kezdeti profil (0900 UTC) stabil rétegződés mellett alacsony határreteg-vastagságot mutat. A talajmenti rétegek nagyon gyors melegedésével (2,7 K/h) erősen átkevert, konvektív réteg alakul ki 1200 UTC-ig. Annak köszönhetően, hogy az 1D PHR modell nem számol a horizontális advekcós folyamatokkal, valamint a maradványréteget a szabad légkör részének tekinti, alábecsli a PHR vastagságot. A 1200 UTC-től 1500 UTC-ig terjedő időszakban lassul a talajmenti rétegek melegedése (1,2 K/h). A mért és a szimulált profil esetében is megállapítható, hogy a konvektív réteg teljesen „elnyelte” a maradványréteget és kialakult az 5 km-es PHR vastagságot meghaladó délutáni határreteg. Az elkövetkező három órában (1800 UTC-ig) a talajmenti rétegek hőmérséklete lassan csökkenni kezd, de még nem láthatóak az esti határreteg kialakulásának biztos jelei.

A 7.6. ábrán a virtuális potenciális hőmérséklet ( $\theta_v$ ) mért, valamint a D, az ACM2 és DB parametrizáció segítségével szimulált profiljai láthatóak 1800 UTC-kor. A nemlokális (ACM2 és DB) keveredési modellek segítségével szimulált profilok között elhanyagolható az eltérés, nem haladja meg a 0,2 K-t. A D, valamint a DB és ACM2 parametrizációk segítségével nyert értékek közötti maximális különbség rendre, 0,29 K és 0,41 K. A mért és modellezett értékek közötti maximális eltérés a határreteg alsó rétegeiben jelentkezik, ahol az értéke meghaladja az 1 K-t. A mért és modellezett profilok közötti eltérés a horizontális advekción folyamatok és a maradványréteg kicserélődési folyamatainak elhanyagolásában, valamint az albedó gyors változásában keresendő.



7.5. ábra. A virtuális potenciális hőmérséklet mért (fekete) és a DB parametrizáció segítségével szimulált (piros) profiljai.



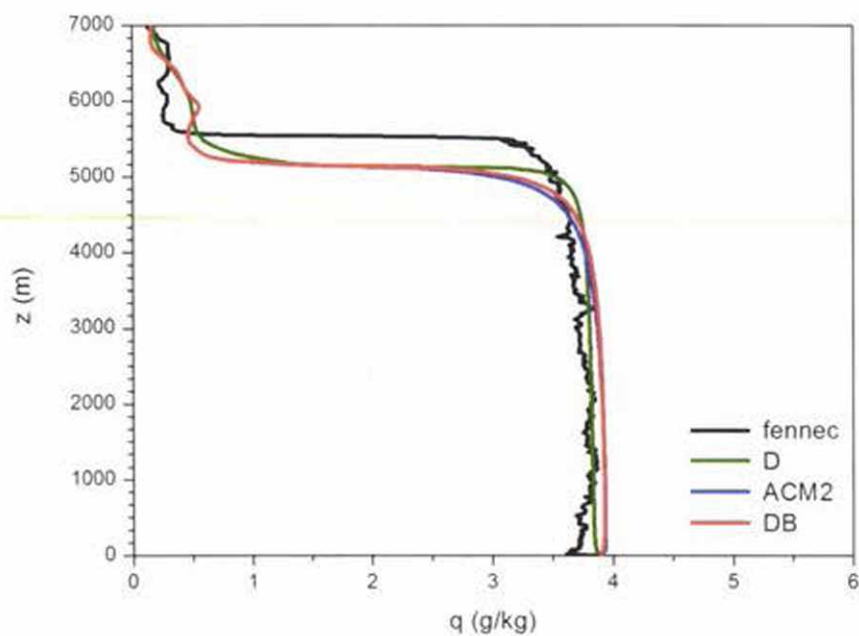
7.6. ábra. A mért és modellezett virtuális potenciális hőmérsékleti profilok összehasonlítása (1800 UTC).

A 7.7. ábra a specifikus nedvesség mért és a D, a DB, valamint az ACM2 parametrizáció segítségével modellezett profilját hasonlítja össze. A DB és ACM2 keveredési modell segítségével nyert értékek közötti maximális eltérés a határréteg-vastagság közelében jelentkezik, értéke megközelítőleg 0,15 g/kg. A D, valamint a DB és az ACM2 keveredési modellek közötti legnagyobb különbség ugyancsak a határréteg-vastagság közelében jelentkezik. Értéke rendre, 0,61 g/kg és 0,78 g/kg. A mért és modellezett értékek közötti maximális különbség a talajközeli rétegekben észlelhető, értéke megközelítőleg 0,35 g/kg. A horizontális szélprofilokkal a korlátozott adathozzáférés miatt nem foglalkozom.

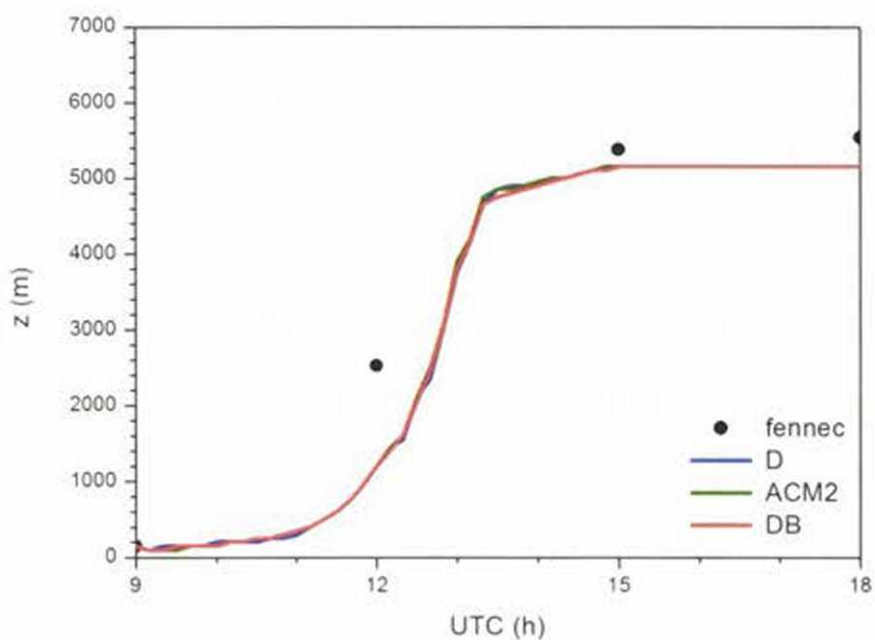
A 7.8. ábrán a rádiószondás mérések alapján megállapított és a modellezett határréteg-vastagság menete látható 10 perces felbontásban 0900 UTC-től 1800 UTC-ig. A rádiószondás adatok alapján stabil rétegződés esetén (0900 UTC) a Richardson-féle szám módszere, konvektív rétegződés esetében (1200 UTC, 1500 UTC és 1800 UTC) a részecske-módszer segítségével határoztam meg a PHR vastagságot. A modellezett értékek közötti eltérés nem haladja meg a két rácspontnak megfelelő 100 m-es magasságot. A mért és a modellezett értékek között a legnagyobb eltérés 1200 UTC-kor látható. A horizontális advekciónak elhanyagolása miatt az 1D modellek a konvektív PHR gyors fejlődését késve mutatják. A délutáni határréteg kialakulását követő időszakban



(1500 UTC-től 1800 UTC-ig) a határréteg-vastagság megközelítőleg állandó. A modellek 500 m-rel becslik alul a mérések alapján meghatározott értékeket.



7.7. ábra. A specifikus nedvesség mért és modellezett profiljainak összehasonlítása (1800 UTC).



7.8. ábra. A határréteg-vastagság menete 0900 UTC és 1800 UTC között.

A fejezetben bemutatott eredmények alapján azt a következtetést vontam le, hogy az 1D modellek fejlesztése érdekében fontos a maradványrétegben lejátszódó kicserélődési folyamatok minél pontosabb megismerése és a horizontális advekciós folyamatok figyelembe vétele. A Szahara térségében kialakuló PRH szerkezetének részletesebb megismerése érdekében döntöttem, a horizontális advekciós folyamatokat nem elhanyagoló, 3D WRF modell alkalmazása mellett.

### 7.2.2. A 3D WRF modell alkalmazása

A mezoskálájú 3D WRF modell kormányzó egyenletei teljesen összenyomható, nem-hidrosztatikus egyenletek, felszínkövető eta ( $\eta$ ) függőleges koordináta-rendszerben kerülnek megoldásra. A futtatásokat, a modell fejlesztési csomagját képező ARW (Advanced Research WRF) (Skamarock *et al.*, 2008) segítségével végeztem azzal a céllal, hogy összehasonlítsam a modellbe beépített:

- ACM2 parametrizációs eljárás (Pleim, 2007a) és
- MYJ parametrizációs eljárás (Mellor and Yamada, 1982; Janjić, 1990; Janjić, 2001)

segítségével szimulált vertikális profilokat. Mindkét parametrizációs eljárásról esett már szó az eddigiekben (lásd az 5. fejezetet).

A modellfejlesztők ajánlásával (Skamarock *et al.*, 2008) és az ELTE Meteorológiai Tanszéken végzett modellfuttatások tapasztalatával összhangban (Gyöngyösi *et al.*, 2013; Bottyán *et al.*, 2015) a talajmenti réteg folyamatait:

- az ACM2 parametrizáció esetében az MM5-ben is alkalmazott módszer (Paulson, 1970; Dyer and Hicks, 1970; Webb, 1970; Beljaars, 1995; Zhang and Anthes, 1982),
- a MYJ parametrizáció esetében az Eta modellben alkalmazott módszer (Janjić, 1994; Janjić, 1996; Janjić, 2001)

segítségével határoztam meg. A további modellbeállítások mindkét parametrizáció esetében megegyeztek. A következő beállításokat alkalmaztam:

- a mikrofizika esetében a WSM3 eljárást (Hong *et al.*, 2003; Hong *et al.*, 2006),
- a kumulusz parametrizáció esetében a Kain–Fritsch-féle eljárást (Kain, 2004),
- a sugárzásegyenleg esetében az RRTMG eljárást (Iacono *et al.*, 2008) és
- a talaj-légkör kölcsönhatás esetében a Noah LSM eljárást (Chen and Dudhia, 2001; Tewari *et al.*, 2004).

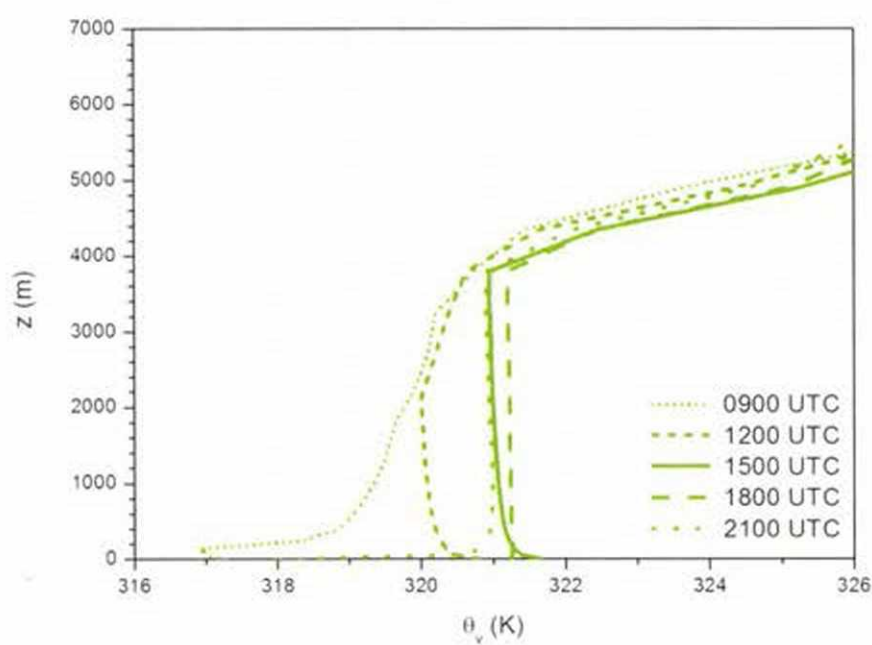
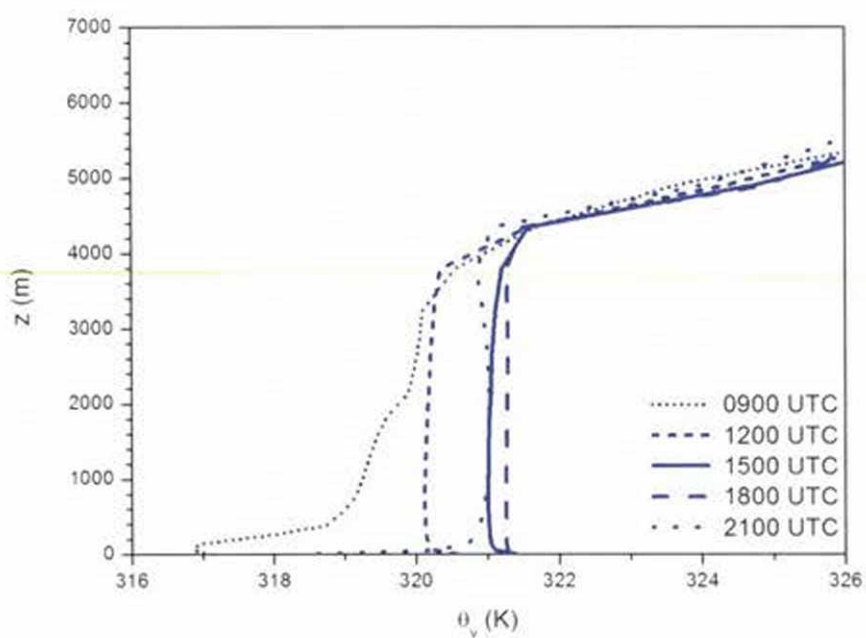
A futtatásokat 3 perces időlépcsőt, 28 vertikális (a talaj felszínétől a troposféra felső határáig terjedő) szinten és 10 km-es horizontális felbontáson végeztem. A kezdeti és peremfeltételeket a 0,25 fokos NCEP GFS (National Center for Environmental Prediction - Global Forecast System) adatok képezték 3 órás bontásban.

A 2011. június 20-i, BBM-re vonatkozó virtuális potenciális hőmérsékleti ( $\theta_v$ ) profilok háromórás felbontásban (0900 UTC-től 2100 UTC-ig) a 7.9. ábrán láthatóak. A kezdeti értékeket a 2011. június 19-én, 0000 UTC-re vonatkozó NCEP GFS adatok jelentették. A WRF modell a felszínközeli szint hőmérsékletét a sugárzási adatok alapján becsli. A becsült (7.9. ábra) és mért (7.5. ábra) értékek között jelentkező eltérés nem teszi lehetővé a 3D és 1D modellek segítségével modellezett profilok direkt összehasonlítását.

A 7.9. ábrán látható profilok alapján megállapítható, hogy 0900 UTC-kor már elkezdődött a légkör alsó rétegeinek a melegedése és a konvektív határreteg kialakulása. A talajmenti rétegek gyors melegedésével 1200 UTC-ig jól átkevert konvektív réteg alakul ki. Az ACM2 parametrizáció esetében a konvektív réteg már teljesen elnyelte a maradványréteget és a határreteg-vastagság megközelíti a 4,5 km-es magasságot. Az MYJ parametrizáció esetében a határreteg-vastagság 3 km közelében található, még látszik a konvektív réteg és a szabad légkör közötti átmenetet képző maradványréteg. Az elkövetkező három órában (1500 UTC-ig) lassabb ütemben növekszik a talajmenti rétegek hőmérséklete. A MYJ parametrizáció segítségével nyert eredmények szerint a konvektív réteg a kora délutáni órákban nyeli el maradványréteget. A határreteg-vastagság 4,5 km magasságában állapítható meg. A késő délutáni órákban (1800 UTC-ig) kezd kialakulni a felszínközeli inverziós réteg. A konvektív határreteg „összeomlása” után nagyon mély maradványréteg alakul ki (2100 UTC-s profilok).

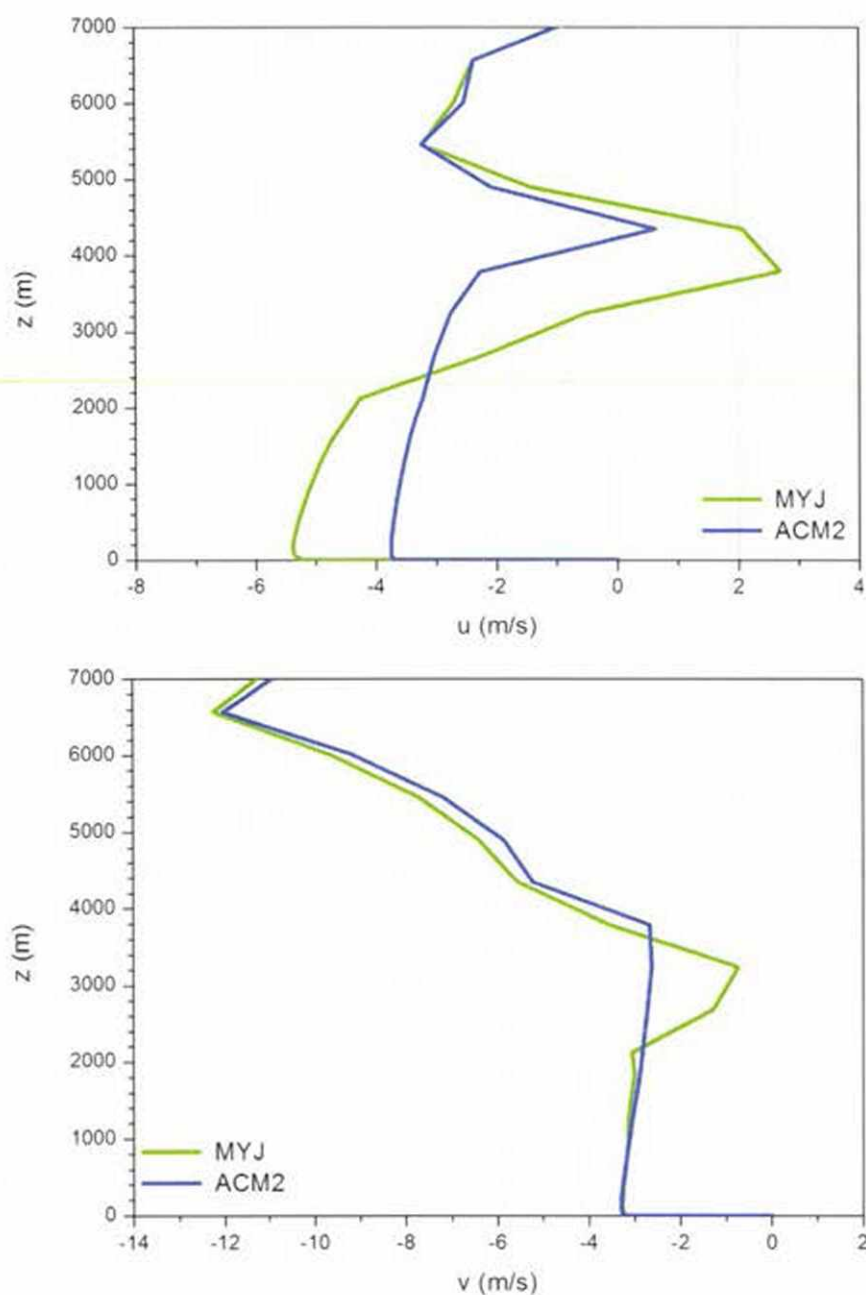
A 7.10. ábrán a 1200 UTC-re vonatkozó a két különböző parametrizációs eljárás segítségével modellezett meridionális ( $u$ ) és zonális ( $v$ ) szélsősebesség profilja látható. Ez az az időpont, amikor a különböző parametrizációs eljárások segítségével becsült PHR vastagságok között a különbség megközelítőleg 1,5 km-es. A talaj felszínétől számított 2000 m-es magasságig a MYJ parametrizáció segítségével nyert meridionális profil 1,5 m/s-os értékkel szimulál magasabb szélsősebességeket az ACM2 parametrizáció segítségével modellezett profilnál. A 2000 m feletti magasságokban az eltérés a meridionális és zonális profilok esetében is a határreteg-vastagság különböző szinten történő meghatározásával magyarázható.





7.9. ábra. A WRF modell segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérsékleti profilok: ACM2 parametrizáció (felső ábra) és MYJ parametrizáció (alsó ábra).

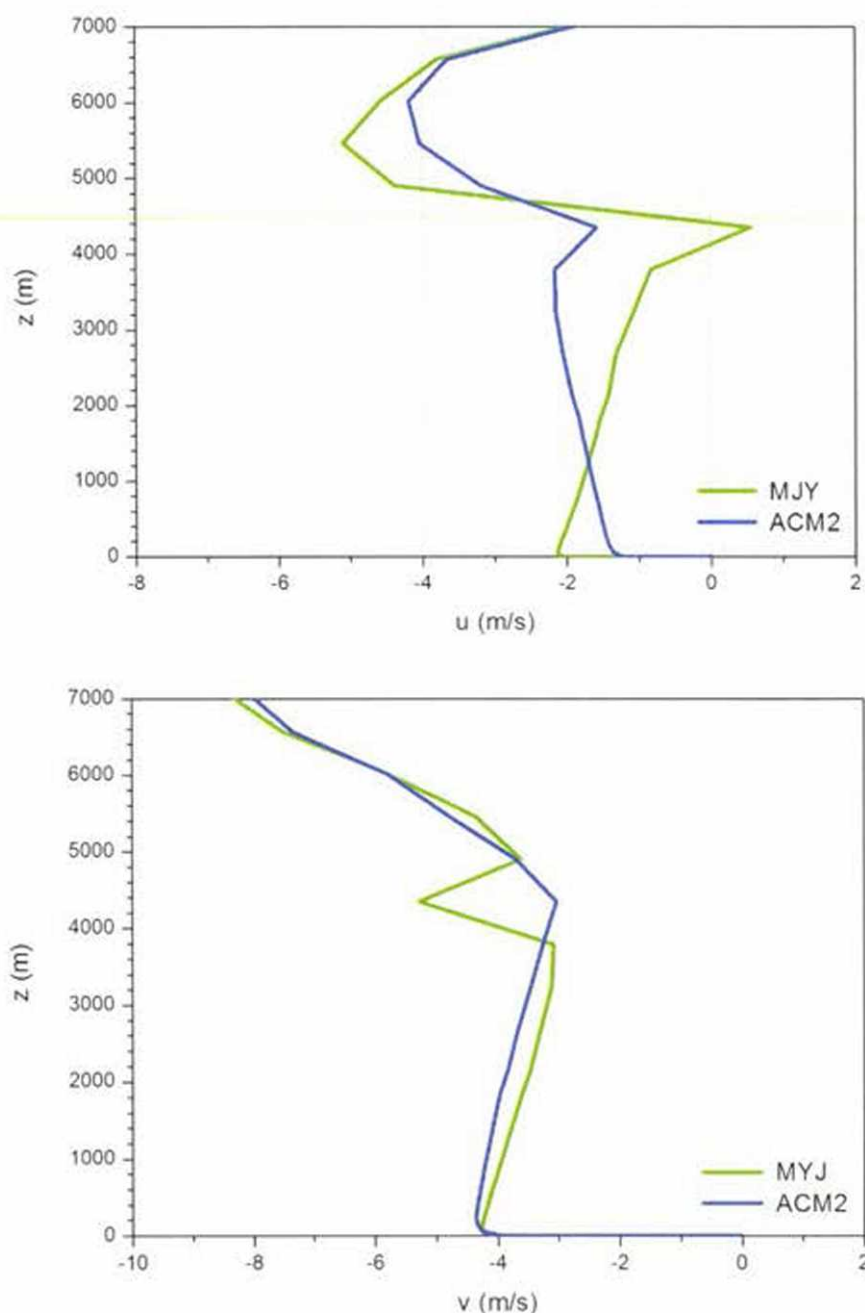




7.10. ábra. A WRF modell segítségével 1200 UTC időben modellezett meridionális- (felső ábra) és zonális szélprofilok (alsó ábra).

A 1800 UTC-re vonatkozó szélprofilok összehasonlítása a 7.11. ábrán látható. Ekkor mindkét módszer megközelítőleg azonos, 4500 m-es magasságon határozza meg a határreteg-vastagságot. A zonális ( $v$ ) szélsébségek esetében elhanyagolható a különbség. A meridiális ( $u$ ) sebességek esetében a talaj felszínétől számított 1000 m-es magasságig a MYJ parametrizáció, az ennél nagyobb magasságokban

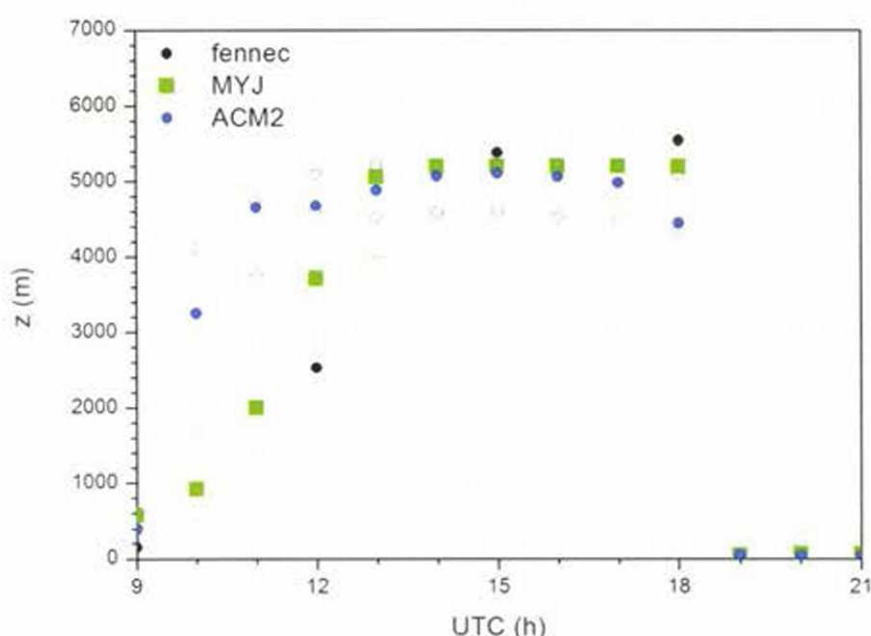
az ACM2 parametrizáció segítségével modellezett profilok szimulálnak nagyobb szélsőséget. A határreteg belsejében az eltérés átlagos értéke megközelítőleg 0,7 m/s.



7.11. ábra. A WRF modell segítségével 1800 UTC-kor modellezett meridionális- (felső ábra) és zonális szélprofilok (alsó ábra).

A határreteg-vastagság napi menetének elemzése során a BBM-hez legközelebb eső rácspontban és ettől a ponttól keleti és nyugat, valamint északi és déli irányban

számított 5-5 rácspontban nyert értékeket vizsgáltam. A 10000 km<sup>2</sup>-es körzetben összesen 121 rácspontban elemeztem a határreteg-vastagság alakulását. Az eredmények a 7.12. ábrán láthatóak órás bontásban. Kék körökkel az ACM2 parametrizáció, zöld négyzetekkel a MYJ parametrizáció segítségével modellezett értékek, fekete körökkel a rádiószondás mérések segítségével meghatározott magasságok láthatóak. A nyílt körök és négyzetek a maximális és minimális értékeket, a zártak a medián értéket jelölik.



7.12. ábra. A WRF modell segítségével modellezett, valamint a rádiószondás mérések alapján meghatározott határreteg-vastagságok menete. A kék körök az ACM2 parametrizáció, a zöld négyzetek a MYJ parametrizáció segítségével modellezett értékeket, a fekete körök a rádiószondás mérések alapján meghatározott értékeket mutatják. A nyílt körök és négyzetek a minimális és maximális, a zártak a medián értéket jelölik.

A 0900 UTC-től 1200 UTC-ig tartó időszakban az ACM2 parametrizáció magasabb határreteget és a konvektív réteg gyorsabb fejlődését mutatja. Mind a két módszer felülbecsli a mért profil alapján megállapított határreteg-vastagságot (1200 UTC). A meridián értékek és a mérés segítségével megállapított értékek között az eltérések meghaladják az 1000 és 2000 m-es magasságot. A 1200 UTC és 1500 UTC közötti időszakban a medián értékek közötti eltérés 200 m-en belül alakul. A 1500 UTC-kor modellezett és a rádiószondás mérés alapján meghatározott határreteg-vastagság közötti különbség ekkor a legkisebb, megközelítőleg 200 m. A következő

három órában (1800 UTC-ig) a MYJ parametrizáció megközelítőleg állandó magasságú határréteget mutat, az ACM2 parametrizáció a határréteg-vastagság lassú csökkenését jelzi előre. A rádiószondás mérés segítségével meghatározott érték 350 m-rel (MYJ) és 1100 m-rel (ACM2) magasabb a medián értékeknél. A határréteg "összeomlását" mind a két eljárás a 1800 és 1900 UTC közötti időpontra becsli. Az ezt követő időszakban a határréteg-vastagság az ACM2 és a MJY módszer segítségével modellezett medián értéke 100 m alatt van.

A Szahara térségében végzett 3D WRF modellfuttatások alapján megállapítható, hogy az ACM2 és a MYJ parametrizációs eljárások segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérséklet- ( $\theta$ ) és horizontális ( $u$  és  $v$ ) szélprofilok között jelentkező eltérés a konvektív réteg gyors fejlődésének időszakában (0900 UTC és 1200 UTC között) számottevő. Az eltérés oka a PHR vastagság becslésére alkalmazott, a módosított részecske-módszer és a turbulens kinetikus energia módszerének, közvetett hatásával magyarázható. A délutáni órákban, amikor a konvektív réteg elnyeli a maradványréteget, valamint az éjjeli határréteg kialakulásakor nem jelentkezik jelentős eltérés. A modellezett és a mért profilok segítségével meghatározott PHR vastagságok között lényeges eltérés 1200 UTC-kor a konvektív réteg gyors fejlődésének időszakában jelentkezik.



## 8. ÖSSZEFOGLALÁS

A PHR-ben lejátszódó turbulens kicserélődési folyamatok megértése és a határreteg szerkezetének megismerése kiemelt szerepet játszik a meteorológiai-, terjedési- és környezeti modellek fejlesztésében. A határreteg-kutatás fontos eszközének számító 1D modellek segítségével átfogóan vizsgálhatóak a határreteg tulajdonságai, valamint a PHR vastagság napi menetének az alakulása (Stull, 1988). A számítógépes kapacitások növekedésével oktatási szerepük is egyre növekszik. Az 1D modellek sikeresen alkalmazhatóak a turbulens kicserélődést szimuláló keveredési modellek, parametrizációs eljárások és a határreteg-magasság becslésére kifejlesztett módszerek összehasonlítására és osztályzására (Ayotte et al., 1996; Alapaty et al., 1997).

A klasszikus diffúziós- és a Blackadar-féle keveredési modell tulajdonságait egyesítő DB modellt azzal a feltételezéssel szerkesztettem, hogy a konvektív határreteg szerkezetét a rácsfelbontás alatti és, a különböző méretű, rácsfelbontás feletti örvények egyidejűleg alakítják (Bordás, 2008). A keveredési modell alkalmazása során a turbulens diffúziós- és a feláramlásai együttható, valamint a lokális és nemlokális keveredési folyamatok arányának a becslésére van szükség. Foglalkoztam az arányszám elméleti meghatározásával és elvégeztem a módszerben rejlő bizonytalanság érzékenységi vizsgálatát (Bordás and Weidinger, 2015).

A DB keveredési modell segítségével szerkesztett 1D PHR modell tulajdonságainak megismerése érdekében teszt adatsorok segítségével végeztem modellfuttatásokat (Bordás and Weidinger, 2015). Az elsőrendű DB, ACM2 és D parametrizációs eljárások segítségével nyert potenciális hőmérséklet-, horizontális szélesség- és passzív nyomanyag profilokat hasonlítottam össze. A vizsgálatok kibővítése érdekében építettem egy másfeles MYJ parametrizációs eljárást alkalmazó 1D PHR modellt is. Tanulmányoztam a rácsfelbontás hatását és a határreteg-vastagság menetének az alakulását. Az elsőrendű lezárások esetében (DB, ACM2 és D) a határreteg-vastagságot a Richardson-féle szám (stabil rétegződés) és a módosított részecske módszer (konvektív rétegződés) segítségével határoztam meg. A másfeles lezárás esetében (MYJ) a turbulens kinetikus energia módszerét alkalmaztam.

A modellverifikációt, az elmúlt évtizedekben sűrűn alkalmazott, Wangara adatsor (1967) (Clarke et al., 1971; Hess et al., 1981) felhasználásával végeztem.

A magassággal változó geosztrofikus szélesség meghatározására a parabolikus illesztési módszerét alkalmaztam (Yamada and Mellor, 1975). A mérési kampány 33. napján (amikor elhanyagolható a horizontális advekció hatása) ellenőriztem a dinamikus sebesség számolt értékeit, összehasonlítottam a modelleredményeket a rádiószondás felszállások során mért virtuális potenciális hőmérséklet- és horizontális szélesség profilokkal, valamint vizsgáltam a határreteg-vastagság menetének az alakulását (Bordás and Weidinger, 2015).

Az EUFAR támogatásának köszönhetően vettem részt a Fennec mérési kampányban (2011) (Washington et al., 2012). A méréssorozat célja a Szahara időjárásra és éghajlatra gyakorolt hatásának a vizsgálata volt. A kampány során végzett rádió- és ejtőszondás, valamint repülőgépes lidar-mérések igazolták, hogy a Szahara térségében kialakuló határreteg a délutáni órákra fejlődik ki teljesen (Garcia-Carreras et al., 2015). Ekkor nyeli el egészen a konvektív réteg az előző napi maradványréteget, és ekkor éri el a PHR vastagság a Földön egyedülállóan az 5 km-nél magasabb értékeket. A mérések azt is bizonyították, hogy akár 10 km-es távolságokon is nagy változékonyságot mutathat a határreteg-retegvastagság, ami az albedó gyors változásával magyarázható (Marsham et al., 2008).

A Fennec kampány során végzett rádiószondás mérésekkel (Garcia-Carreras et al., 2015) hasonlítottam össze az 1D modellfuttatás eredményeit. A korlátozott adathozzáférésnek köszönhetően a virtuális potenciális hőmérséklet és a specifikus nedvesség profiljának vizsgálatával, valamint a határreteg-vastagság napi menetének a tanulmányozásával foglalkoztam. A Szahara térségében kialakuló PHR tulajdonságainak minél részletesebb megismerése érdekében végeztem futtatásokat a 3D WRF modellel. A beépített ACM2 és MYJ paramizációk segítségével modellezett eredmények összehasonlítását végeztem el. Foglalkoztam a virtuális potenciális hőmérséklet- és a horizontális szélesség profilok, valamint a határreteg-vastagság napi menetének a vizsgálatával.

Eredmények és következtetések:

1. A diffúziós és a Blackadar-féle keveredési modellek tulajdonságait ötvöző DB modell (Bordás, 2008; Mihailović et al., 2010) alkalmas a konvektív határreteg turbulens folyamatának modellezésére (Bordás and Weidinger, 2015). Stabil és indifferens rétegződés esetén a keveredési modell a diffúziós elvet alkalmazva szimulálja a



turbulens keveredést. A DB keveredési modell, az ACM és a D keveredési modellek tulajdonságait egyesítő, ACM2 keveredési modelltől teljesen függetlenül született.

2. A lokális és nemlokális keveredési folyamatok arányának becslésére kidolgozott elméleti eljárás szerint az arányszám értéke függ a  $\Phi_m^2 / \Phi_h$  kifejezéstől, vagyis az alkalmazott (momentumra és hőre vonatkozó) univerzális függvénytípustól (Pleim, 2007a). Négy gyakran alkalmazott univerzális függvény összehasonlító vizsgálata során arra a következtetésre jutottam, hogy a függvényválasztásban rejlő bizonytalanság hatása elhanyagolható. Az összehasonlító vizsgálat további eredményeként elmondható, hogy konvektív határreteg esetében is a lokális keveredési folyamatok dominálnak. Csak erősen konvektív rétegződés esetében (amikor a stabilitási indikátor  $-h/L > 10$ ) egyenlítődik ki a lokális és nemlokális keveredési folyamatok hatása (Bordás and Weidinger, 2012; Bordás and Weidinger, 2015).
3. A nemlokális ACM2 és DB parametrizációs eljárások magassági (z) koordináta-rendszerben végzett összehasonlító vizsgálata során a szimulált potenciális hőmérséklet-, horizontális szélesség és passzív nyomanyag profilok között mutatkozó eltérések mértéke elhanyagolható. A két parametrizáció közötti jó egyezés elmondható a különböző rácsfelbontás és időlépcső segítségével nyert profilok esetében is. A nemlokális (ACM2 és DB) és a lokális (D és MYJ) parametrizációk összehasonlító vizsgálata alapján megállapítható, hogy a "nemlokális" profilok esetében a maximális szélesség a határretegvastagság 2/3-án, a "lokális" profilok esetében a határreteg-vastagság közelében mutatkozik (Bordás and Weidinger, 2015).
4. A DB keveredési modellt és elsőrendű lezárást alkalmazó 1D PHR modell segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérsékleti profilok jó egyezést mutatnak a Wangara kampány 33. napján rádiószonda segítségével mért profilokkal. A szélprofilok esetében megjelenő eltérés oka a geosztrofikus szél meghatározására alkalmazott parabolikus illesztési módszer hibájával magyarázható. A modell a mérésekkel összhangban írja le a határreteg fejlődésének menetét és határozza meg "összeomlásának" időpontját (Bordás and Weidinger, 2012; Bordás and Weidinger, 2015).

5. A Szahara térségében végzett rádiószondás felszállások és az 1D PHR modell (DB keveredési modell, elsőrendű lezárás) segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérséklet profilok között, valamint a határreteg-vastagság becslésében jelentkező eltérés a horizontális advekciós folyamatok elhanyagolásával magyarázható. Az eltérésre hatással van az is, hogy az 1D modell a maradványréteget a szabad légkör részének tekinti, nem foglalkozik az itt lejátszódó keveredési folyamatok sajátosságaival. A horizontális advekciós folyamatok figyelembevétele adta a 3D WRF modell alkalmazásának ötletét. Az 1D modelledmények javítása a horizontális advekció bekapcsolása és a maradványréteg szerkezetének részletes megismerésével és leírásával érhető el (*Garcia-Carreras et al.*, 2015).
6. A Szahara térségében végzett 3D WRF modellfuttatások alapján megállapítható, hogy az ACM2 és a MYJ parametrizációs eljárások segítségével szimulált virtuális potenciális hőmérséklet- és horizontális szélprofilok között jelentkező eltérés a konvektív réteg gyors fejlődésének időszakában (0900 UTC és 1200 UTC között) számottevő. Az eltérés oka a PHR vastagság becslésére alkalmazott, a módosított részecske-módszer (ACM2 parametrizáció) és a turbulens kinetikus energia módszerének (MYJ parametrizáció), közvetett hatásával magyarázható. A délutáni órákban, amikor a konvektív réteg elnyeli a maradványréteget, valamint az éjjeli határreteg kialakulásakor nem mutatkozik jelentős eltérés. A modellezett és a rádiószondás mérések alapján becsült PHR vastagságok közötti eltérés 1200 UTC-kor a konvektív réteg gyors fejlődésének időszakában jelentkezik.

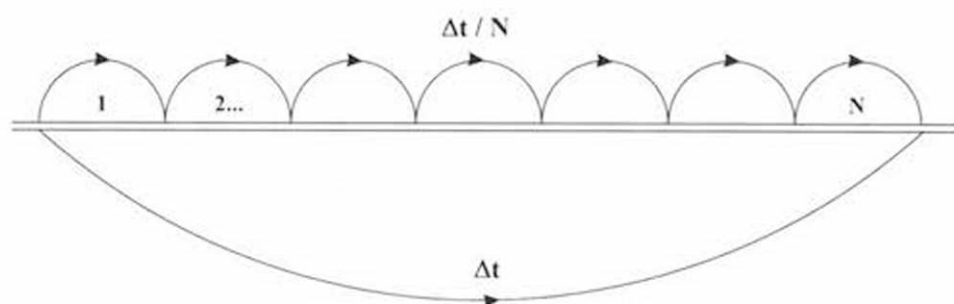
A planetáris határreteg szerkezetének vizsgálata területén jövőbeli céljaim között a modellfejlesztés és a mérés technika modernizálása szerepel. A modellfejlesztés területén kitűzött célom a DB keveredési modell integrálása a WRF modellbe, valamint további összehasonlító vizsgálatok végzése 1D és 3D modellkörnyezetben. A mérési témakörhöz kötődően, az elmúlt másfél évben szerkesztett, légköri mérések végzésre alkalmas kvadrokoptert és a rajta található mérőegységet szeretném továbbfejleszteni. Az első, a PABLS-15 (Pannonian Atmospheric Boundary Layer Experiment Szeged-2015) mérési kampány során kapott, eredmények biztatóak (*Wrenger et al.*, 2015).



## FÜGGELÉK

### Operátorszeletelési eljárás alkalmazása terjedési modellekben

Modellezés során gyakran találkozunk olyan problémával, amely bonyolult differenciálegyenletek segítségével írható le. Az operátorszeletelés egy olyan széleskörűen elterjedt és sikeresen alkalmazott módszer (Faragó, 2006), amely bonyolult differenciálegyenletek numerikus megoldását teszi lehetővé. Az eljárás során az összetett fizikai rendszereket egyszerűen leírható alrendszerekre bontjuk, amelyek megoldására gyors és pontos numerikus módszerek léteznek. Az összegoperátor helyett külön-külön oldjuk meg a részoperátorok segítségével meghatározott problémákat. A szeletelési eljárás lehetőséget nyújt a különböző fizikai folyamatok, különböző időlépcső segítségével történő szimulálására. Az *F.1. ábrán* sematikusan bemutatott módszer segítségével lehetőség nyílik a numerikus hatékonyság növelésére.



*F.1. ábra.* Különböző fizikai folyamatok különböző időlépcső ( $\Delta t$  és  $\Delta t / N$ ) segítségével történő modellezése.

Az operátorszeletelési eljárás nagyon jól alkalmazható 3D terjedési modellekben (Zlatev, 1995; Havasi et al., 2001), ahol a szemlélt nyomanyag lokális koncentrációját ( $c$ ) az advekciós-, a turbulens diffúziós-, a kibocsájtási-, az ülepedési- és a kémiai folyamatok alakítják. A nyomanyag koncentrációjának időbeni változását a következő egyenlet segítségével határozhatjuk meg:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla(\mathbf{V}c) + \nabla(K\nabla c) + E - \sigma c + R(c), \quad (\text{F.1})$$

ahol  $\mathbf{V}$  a háromdimenziós sebességvektor,  $K$  a turbulens diffúziós-,  $E$  a kibocsátási-,  $\sigma$  az ülepedési- és  $R$  a kémiai reakciókat leíró együttható. A jobb oldalon található tagok sorrendben az advekciót-, a turbulens diffúziót-, az emissziót-, a depozíciót- és a kémiai reakciókat határozzák meg.

## FELHASZNÁLT IRODALOM

- Ács, F., Gyöngyösi, A.Z., Breuer, H., Horváth, Á., Mona, T. and Rajkai, K., 2014: Sensitivity of WRF-simulated planetary boundary layer height to land cover and soil changes. *Meteorologische Zeitschrift* 23, 279–293.
- Alapaty, K., Pleim, J.E., Raman, S., Niyogi, D.S. and Byune, D.W., 1997: Simulation of atmospheric boundary layer processes using local- and nonlocal-closure schemes. *Journal of Applied Meteorology* 36, 214–233.
- Ampe, E., Bordás, Á., Divan, S., Lonitz, K. and Souami, D., 2010: TETRAD - final scientific report - group 4. *EU-FAR*, 56 pp.  
[http://eufar.net/media/uploads/documents/filer\\_public/document/project/TETRAD\\_scientific\\_report\\_group41\\_20110105120049.pdf](http://eufar.net/media/uploads/documents/filer_public/document/project/TETRAD_scientific_report_group41_20110105120049.pdf)
- Anthes, R.A., Hsie, E.-Y. and Kuo, Y.-H., 1987: Description of the Penn State/NCAR mesoscale model version 4 (MM4). *NCAR Technical Note* 282, 66 pp.
- Ayotte, K.W., Sullivan, P.P., Andrén, A., Doney, S.C., Holtslag, A.A.M., Large, W.G., McWilliams, J.C., Moeng, C.-H., Otte, M.J., Tribbia, J.J. and Wyngaard, J.C., 1996: An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parametrizations relative to large eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorology* 79, 131–175.
- Balogh, M., 2014: Numerical simulation of atmospheric flows using general purpose CFD solvers - PhD thesis. Budapest University of Technology and Economics, 103 pp.
- Beljaars, A.C.M. and Holtslag, A.A.M., 1991: Flux parameterization over land surface for atmospheric models. *Journal of Applied Meteorology* 30, 327–341.
- Beljaars, A.C.M., 1995: The parameterization of surface fluxes in large-scale models under free convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 121, 255–270.

- Berg, L.K. and Zhong, S., 2005: Sensitivity of MM5-simulated boundary layer characteristics to turbulence parameterizations. *Journal of Applied Meteorology* 44, 1467–1483.
- Bergot, T., Terradellas, E., Cuxart, J., Mira, A., Liechti, O., Mueller, M. and Nielsen, N.W., 2007: Intercomparison of single-column numerical models for the prediction of radiation fog. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46, 504–521.
- Blackadar, A.K., 1978: Modeling pollutant transfer during daytime convection. *4th Symposium on Atmospheric Turbulence, Diffusion and Air Quality, Reno (NV), USA*, 443–447.
- Blackadar, A.K., 1997: Turbulence and diffusion in the atmosphere: lectures in environmental science. Springer - Verlag, 185 pp.
- Bordás, Á., 2008: One-column vertical turbulent mixing model for the atmospheric convective layer. *Physica Scripta T132*, 014032.
- Bordás, Á. and Weidinger, T., 2012: Analysis of the local versus nonlocal behavior of the mixing of heat in the convective atmospheric boundary layer. *Proceedings of Conference on Modelling Fluid Flow – The 15th Event of International Conference Series on Fluid Flow Technologies, Budapest, Hungary*.
- Bordás, Á. and Weidinger, T., 2015: Combined closure single-column atmospheric boundary layer model. *Időjárás* 119, 379–398.
- Bosveld, F.C., Baas, P., Steeneveld, G.-J., Holtslag, A.A.M., Angevine, W.M., Bazile, E., de Bruijn, E.I.F., Deacu, D., Edwards, J.M., Ek, M., Larson, V.E., Pleim, J.E., Matthias Raschendorfer, M. and Svensson, G., 2014: The third GABLS intercomparison case for evaluation studies of boundary-layer models. Part B: results and process understanding. *Boundary-Layer Meteorology* 152, 157–187.
- Bottyán, Zs., Gyöngyösi, A.Z., Wantuch, F., Tuba, Z., Kurunczi, R., Kardos, P., Istenes, Z., Weidinger, T., Hadobács, K., Szabó, Z., Balczó, M., Varga, Á., Biróné Kircsi, A. and Horváth, Gy., 2015: Measuring and modeling of hazardous weather phenomena to aviation using the Hungarian Unmanned Meteorological Aircraft System (HUMAS). *Időjárás* 119, 307–335.



- Breuer, H., Ács, F., Laza, B., Horváth, Á., Matyasovszky, I. and Rajkai, K., 2012: Sensitivity of MM5-simulated planetary boundary layer height to soil dataset: comparison of soil and atmospheric effects. *Theoretical and Applied Climatology* 109, 577–590.
- Brown, A.R. and Grant, A.L.M., 1997: Non-local mixing of momentum in the convective boundary layer a review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology* 84, 1–22.
- Businger, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. and Bradley, E.F., 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 28, 181–189.
- Byun, D.W., Young, J., Pleim, J.E., Odman, M.T. and Alapaty, K., 1999: Numerical transport algorithms for the community multiscale air quality (CMAQ) chemical transport model in generalized coordinates. *EPA (600/R-99/030, Chapter 7)*, 55 pp.
- Cara-Lyn, L., Randall, D. and Yamaguchi, T., 2010: A higher-order closure model with an explicit PBL top. *Journal of Atmospheric Sciences* 67, 834–850.
- Chen, F. and Dudhia, J., 2001: Coupling an advanced land-surface/ hydrology model with the Penn State/ NCAR MM5 modeling system. Part I: model description and implementation. *Monthly Weather Review* 129, 569–585.
- Clarke, R.H., Dyer, A.J., Brook, R.R., Reid, D.G. and Troup, A.J., 1971: The Wangara Experiment: boundary layer data. *CSIRO Technical Paper* 19, 362 pp.
- Cohen, A.E., Cavallo, S.M., Coniglio, M.C. and Brooks, H.E., 2015: A review of planetary boundary layer parameterization schemes and their sensitivity in simulating Southeastern US cold season severe weather environments. *Weather and Forecasting* 30, 591–612.
- Conzemius, R.J. and Fedorovich, E., 2006: Dynamics of sheared convective boundary layer entrainment. Part I: Methodological background and large-eddy simulations. *Journal of Atmospheric Sciences* 63, 1151–1178.

- Cushman-Roisin, B. and Beckers, J.-M., 2011: Introduction to geophysical fluid dynamics – physical and numerical aspects (second edition). Academic Press, 828 pp.
- Cuxart, J., Holtslag, A.A.M., Beare, R.J., Bazile, E., Beljaars, A., Cheng, A., Conangla, L., Ek, M., Freedman, F., Hamdi, R., Kerstein, A., Kitagawa, H., Lenderink, G., Lewellen, D., Mailhot, J., Mauritsen, T., Perov, V., Schayes, G., Steeneveld, G.-J., Svemsson, G., Taylor, P., Weng, W., Wunsch, S. and Xu, K.-M., 2006: Single-column model in intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 118, 273–303.
- Deardorff, J.W., 1966: The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *Journal of Atmospheric Sciences* 23, 503–506.
- Deardorff, J.W., 1970: Preliminary results from numerical investigation of the unstable planetary boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 27, 1209–1211.
- Deardorff, J.W., 1974: Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 7, 81–106.
- Detering, H.W. and Etling, D., 1985: Application of the E- $\epsilon$  turbulence model to the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 33, 113–133.
- Dörenkämper, M., Witha, B., Steinfeld, G., Heinemann, D. and Kühn, M., 2015: The impact of stable atmospheric boundary layers on wind-turbine wakes within offshore wind farms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 144, 146–153.
- Dyer, A.J. and Hicks, B.B., 1970: Flux–gradient relationships in the constant flux layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 96, 715–721.
- Dyer, A.J., 1974: A review of flux–profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology* 7, 363–372.
- Dyer, A.J. and Bradley, E.F., 1982: An alternative analysis of flux–gradient relationships at the 1967 ITCE. *Boundary-Layer Meteorology* 22, 3–19.

- Emeis, S., 2013: Wind energy meteorology – atmospheric physics for wind power generation. Springer - Verlag, 196 pp.
- Faragó, I., 2006: Application of the operator splitting method for real-life problems *Időjárás* 110 379–95.
- Fiedler, B.H. and Moeng, C.-H., 1985: A practical integral closure model for mean vertical transport of a scalar in a convective boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 42, 359–363.
- Foken, T., 2006: Angewandte Meteorologie – Mikrometeorologische Methoden (zweite Auflage). Springer - Verlag, 325 pp.
- Frech, M. and Mahrt, L., 1995: A two-scale mixing formulation for the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 73, 91–104.
- Freitas, S.R., Longo, K.M., Chatfield, R., Latham, D., Silva Dias, M.A.F., Andreae, M.O., Prins, E., Santos, J.C., Gielow, R. and Carvalho, J.A.Jr., 2007: Including the sub-grid scale plume rise of vegetation fires in low resolution atmospheric transport models. *Atmospheric Chemistry and Physics* 7, 3385–3398.
- Frisch, U., 1995: Turbulence: the legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 296 pp.
- Galperin, B., Sukoriansky, S. and Anderson, P.A., 2007: On the critical Richardson number in stably stratified turbulence. *Atmospheric Science Letters* 8, 65–69.
- Gamo, M., 1996: Thickness of the dry convection and large-scale subsidence above deserts. *Boundary-Layer Meteorology*, 79, 265–278.
- Garcia-Carreras, L., Parker, D.J., Mashram, J.H., Rosenberg, P.D., Brooks, I.M., Lock, A.P., Marengo, F., McQuaid, J.B. and Hobby, M., 2015: The turbulent structure and diurnal growth of the Saharan atmospheric boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 72, 693–713.
- Gyöngyösi, A.Z., Kardos, P., Kurunczi, R. and Bottyán, Z., 2013: Development of a complex dynamical modeling system for the meteorological support of unmanned aerial operation in Hungary. *Proceedings of International Conference, Atlanta (GA), USA*.



- Hamdi, R. and Masson, V., 2008: Inclusion of a drag approach in the town energy balance (TEB) scheme: offline 1D evaluation in a street canyon. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 47, 2624–2644.
- Havasi, Á., Bartholy, J. and Faragó, I., 2001: Splitting method and its application in air pollution modeling. *Időjárás* 105, 39–58.
- Hess, G.D., Hicks, B.B. and Yamada, T., 1981: The impact of the Wangara Experiment. *Boundary-Layer Meteorology* 20, 135–174.
- Hicks, B.B., 1981: An analysis of Wangara meteorology: surface stress, sensible heat, evaporation and dewfall. *NOAA Technical Memorandum* 104, 36 pp.
- Hobby, M., Gascoyne, M., Marsham, J.H., Bart, M., Allen, C., Engelstaedter, S., Fadel, D.M., Gandega, A., Lane, R., McQuaid, J., Ouchene, B., Ouladicher, A., Parker, D., Rosenberg, P., Sallah-Ferroudj, M., Saci, A., Seddik, F., Todd, M., Walker, D. and Washington, R., 2013: The Fennec automatic weather station (AWS) network: monitoring the Saharan climate system. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30, 709–742.
- Holtslag, A.A.M., de Bruin, E.I.F. and Pan, H.-L., 1990: A high resolution air mass transformation model for short-range weather forecasting. *Monthly Weather Review* 118, 1561–1575.
- Holtslag, A.A.M. and Boville, B.A., 1993: Local versus nonlocal boundary-layer diffusion in a global climate model. *Journal of Climate* 6, 1825–1842.
- Hong, S.-Y., Dudhia, J. and Chen, S.-H., 2004: A revised approach to ice microphysical processes for the bulk parameterization of clouds and precipitation, *Monthly Weather Review* 132, 103–120.
- Hong, S.-Y., Noh, Y. and Dudhia, J., 2006: A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment process. *Monthly Weather Review* 134, 2318–2341.
- Hu, X.-M., Nielsen-Gammon, J.W. and Zhang, F., 2010: Evaluation of three boundary layer schemes in the WRF model. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 49, 1831–1844.



- Iacono, M.J., Delamere, J.S., Mlawer, E.J., Shephard, M.W., Clough, S.A. and Collins, W.D., 2008: Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models. *Journal of Geophysical Research* 113, D13103.
- Janjić, Z.I., 1990: The step-mountain coordinate: physical package, *Monthly Weather Review* 118, 1429–1443.
- Janjić, Z.I., 1994: The step-mountain eta coordinate model: further developments of the convection, viscous sublayer and turbulence closure schemes. *Monthly Weather Review* 122, 927–945.
- Janjić, Z.I., 1996: The surface layer in the NCEP Eta model. *11th conference on numerical weather prediction, Norfolk (VA), USA*, 354–355.
- Janjić, Z.I., 2001: Nonsingular implementation of the Mellor–Yamada level 2.5 scheme in the NCEP Meso model. *NCEP Office Note* 437, 61 pp.
- Kain, J.S., 2004: The Kain-Fritsch convective parameterization: An update. *Journal of Applied Meteorology* 43, 170–181.
- Kristóf, G., Rácz, N. and Balogh, M., 2009: Adaptation of pressure based CFD solvers for mesoscale atmospheric problems. *Boundary-Layer Meteorology* 131, 85–103.
- Lagzi, I., Tomlin, A.S., Turányi, T. and Haszpra, L., 2009: Modelling photochemical air pollutant formation in Hungary using an adaptive grid technique. *International Journal of Environment and Pollution* 36, 44–58.
- Lock, A.P., Brown, A.R., Bush, M.R., Martin, G.M. and Smith, R.N.B., 2000: A new boundary layer mixing scheme. Part I: scheme description and single-column model tests. *Monthly Weather Review* 128, 3187–3199.
- Lorenz, R.D. and Zimbelman, J.R., 2014: Dune worlds: how windblown sand shapes planetary landscapes. Springer-Verlag, 308 pp.
- Marlatt, S., Waggy, S. and Biringen, S., 2012: Direct numerical simulation of the turbulent Ekman layer: evaluation of closure models. *Journal of Atmospheric Sciences* 69, 1106–1117.

- Marshall, J.H., Parker, D.J., Grams, C.M., Johnson, B.T., Grey, W.M.F. and Ross, A.N., 2008: Observations of mesoscale and boundary-layer scale circulations affecting dust transport and uplift over the Sahara. *Atmospheric Chemistry and Physics* 8, 6979–6993.
- Marshall, J.H., Hobby, M., Allen, C.J.T., Banks, J.R., Bart, M., Brooks, B.J., Cavazos-Guerra, C., Engelstaedter, S., Gascoyne, M., Lima, A.R., Martins, J.V., McQuaid, J.B., O'Leary, A., Ouchene, B., Ouladichir, A., Parker, D.J., Saci, A., Salah-Ferroudj, M., Todd, M.C. and Washington, R., 2013: Meteorology and dust in the central Sahara: Observations from Fennec supersite-1 during the June 2011 intensive observation period. *Journal of Geophysical Research, Atmospheres* 118, 4069–4089.
- Mason, P.J., 1989: Large-eddy simulation of the convective boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 46, 1492–1516.
- Mänttinen, A. and Savijärvi, H., 2004: Sensitivity Tests with a one-dimensional boundary-layer model. *Boundary-Layer Meteorology* 113, 305–320.
- Mellor, G.L. and Yamada, T., 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of Atmospheric Sciences* 31, 1791–1806.
- Mellor, G.L. and Yamada, T., 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 20, 851–875.
- Messenger, C., Parker, D., Reitebuch, O., Agustí-Panareda, A., Taylor, C.M. and Cuesta, J., 2010: Structure and dynamics of the Saharan atmospheric boundary layer during the West African monsoon onset: Observations and analyses from the research flights of 14 and 17 July 2006. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 136, 107–124.
- Mészáros, R., Molnár, F.Jr., Izsák, F., Kovács, T., Dombóvári, P., Steierlein, Á., Nagy, R. and Lagzi, I., 2012: Environmental modeling using graphical processing unit with CUDA. *Időjárás* 116, 237–251.
- Meyer, W.D. and Rao, G.V., 1999: Radiation fog prediction using a simple numerical model. *Pure and Applied Geophysics* 155, 57–80.

- Mihailović, D.T., Bordás, Á. and Alapaty, K., 2010: An overview of nonlocal vertical mixing schemes for applications in air quality and environmental models. In *Advances in environmental modeling and measurements*, Nova Science Publishers, 121–132.
- Moin, P. and Mahesh, K., 1998: Direct numerical simulation: a tool in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics* 30, 539–578.
- Nieuwstadt, F.T.M., Mason, P.J., Moeng, C.-H. and Schumann, U., 1992: Large Eddy Simulations of the Convective Boundary Layer: A Comparison of Four Computer Codes. In *Turbulent Shear Flows Vol. 8*, Springer-Verlag, 343–367.
- Noh, Y., Cheon, W.G., Hong, S.Y. and Raasch, S., 2003: Improvement of the K-profile model for the planetary boundary layer based on large eddy simulation data. *Boundary-Layer Meteorology* 107, 401–427.
- Paulson, C.A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *Journal of Applied Meteorology* 9, 857–861.
- Pechinger, U., Dittmann, E., Erbes, G., Johansson, P.-E., Karppinen, A., Musson-Genon, L., Omstedt, G. and Tercier, P., 1997: Surface energy balance. *COST Action 710 WG1*, 94 pp.
- Pleim, J.E. and Chang, J.S., 1992: A non-local closure model for vertical mixing in the convective boundary layer. *Atmospheric Environment* 26A, 965–981.
- Pleim, J.E. and Xiu, A., 1995: Development and testing of a surface flux and planetary boundary layer model for application in mesoscale models. *Journal of Applied Meteorology* 34, 16–34.
- Pleim, J.E., 2007a: A combined local and nonlocal closure model for the atmospheric boundary layer. Part I: model description and testing. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46, 1383–1395.
- Pleim, J.E., 2007b: A combined local and nonlocal closure model for the atmospheric boundary layer. Part II: application and evaluation in a mesoscale meteorological model. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 46, 1396–1409.



- Rácz, N., Kristóf, G. and Weidinger, T., 2013: Evaluation and validation of a CFD solver adapted to atmospheric flows: simulation of topography-induced waves. *Időjárás* 117, 239–275.
- Roulet, Y.-A., Martilli, A., Rotach, M.W. and Clappier, A., 2005: Validation of an urban surface exchange parametrization for mesoscale models – 1D case in a street canyon. *Journal of Applied Meteorology* 44, 1484–1498.
- Ryder, C.L., Highwood, E.J., Rosenberg, P.D., Trembath, J., Brooke, J.K., Bart, M., Dean, A., Crosier, J., Dorsey, J., Brindley, H., Banks, J., Marsham, J.H., McQuaid, J.B., Sodemann, H. and Washington, R., 2013: Optical properties of Saharan dust aerosol and contribution from the coarse mode as measured during the Fennec 2011 aircraft campaign. *Atmospheric Chemistry and Physics* 13, 303–325.
- Savijärvi, H. and Mänttinen, A., 2010: Boundary-layer simulations for the Mars Phoenix lander site. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 136, 1497–1505.
- Schumann, U., 1989: Large-eddy simulation of turbulent diffusion with chemical reactions in the convective boundary layer. *Atmospheric Environment* 26A, 965–981.
- Seibert, P., Beyrich, F., Grynnig, S.-E., Joffre, S., Rasmussen, A. and Tercier, P., 1997: Mixing height determination for dispersion modelling. *COST Action 710 WG2*, 120 pp.
- Shin, H.H. and Hong, S.-Y., 2011: Intercomparison of planetary boundary-layer parametrizations in the WRF model for a single day from CASES-99. *Boundary-Layer Meteorology* 139, 261–281.
- Skamarock, W.C., Klemp, J.B., Dudhia, J., Gill, D.O., Barker, D.M., Duda, M.G., Huang, X.-Y., Wang, W. and Powers, J.G., 2008: A description of the Advanced Research WRF Version 3. *NCAR Technical Note* 475, 113 pp.
- Stull, R.B., 1984: Transient turbulence theory. Part I: the concept of eddy-mixing across finite distances. *Journal of Atmospheric Sciences* 41, 3351–3367.



- Stull, R.B. and Driedonks, A.G.M., 1987: Application of the transilient turbulence parameterization to atmospheric boundary-layer simulations. *Boundary-Layer Meteorology* 40, 209–239.
- Stull, R.B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology, Kluwer Academic Publishers, 666 pp.
- Stull, R.B., 1993: Review of non-local mixing in turbulent atmospheres: transilient turbulence theory. *Boundary-Layer Meteorology* 62, 21–96.
- Sullivan, P.P., Moeng, C.-H., Stevens, B., Lenschow, D.H. and Mayor, S. H., 1998: Structure of the entrainment zone capping the convective atmospheric boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 55, 3042–3064.
- Szintai, B. and Kaufmann, P., 2008: TKE as a measure of turbulence. *COSMO Newsletter* 8, 2–10.
- Tardif, R. and Hacker, J.P., 2006: Description of the WRF-1D Planetary Boundary Layer Model. *NCAR Note*, 11pp.
- Tewari, M.F., Chen, F., Wang, W., Dudhia, J., LiMone, M.A., Mitchell, K., Ek, M., Gayno, G., Wegiel, J. and Cuenca, R.H., 2004: Implementation and verification of the unified NOAA land surface model in the WRF model. *20th conference on weather analysis and forecasting / 16th conference on numerical weather prediction, Seattle (WA) USA*, 11–15.
- Todd, M.C., Allen, C.J.T., Bart, M., Bechir, M., Bentefouet, J., Brooks, B.J., Cavazos-Guerra, C., Clovis, T., Deyane, S., Dieh, M., Engelstaedter, S., Flamant, C., Garcia-Carreras, L., Gandega, A., Gascoyne, M., Hobby, M., Kocha, C., Lavaysse, Marsham, J.H., Martins, J.V., McQuaid, J.B., Ngamini, J.B., Parker, D.J., Podvin, T., Rocha-Lima, A., Traore, S., Wang, Y. and Washington, R., 2013: Meteorological and dust aerosol conditions over the western Saharan region observed at Fennec Supersite-2 during the intensive observation period in June 2011. *Journal of Geophysical Research, Atmospheres* 118, 8426–8447.
- Troen, I.B. and Marth, L., 1986: A simple model of the atmospheric boundary layer; sensitivity to surface evaporation. *Boundary-Layer Meteorology* 37, 129–148.

- Wallace, J.N. and Hobbs, P.V., 2006: Atmospheric Science – An Introductory Survey (second edition). Elsevier Academic Press, 483 pp.
- Washington, R., Flamant, C., Parker, D., Marsham, J., McQuaid, J., Brindley, H., Todd, M., Highwood, E., Ryder, C., Chaboureaud, J.-P., Kocha, C., Bechir, M. and Saci, A., 2012: Fennec - the Saharan climate system. *CLIVAR Exchanges* 60, 31–33.
- Webb, E.K., 1970: Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 96, 67–90.
- Weidinger, T., Pinto, J. and Hotvát, L., 2000: Effects of uncertainties in universal functions, roughness length, and displacement height on the calculation of surface layer fluxes. *Meteorologische Zeitschrift* 9, 139–154.
- Weidinger, T., Baranka, Gy. and Bordás, Á., 2008: Comparison study in mixing height determination for dispersion models. *Időjárás* 112, 113–123.
- Wrenger, B., Bordás, Á., Cuxart, J., Simó, G. and Weidinger, T., 2015: Multicopter measurements in the PABLS-15 campaign. *GEWEX workshop, Osijek, Croatia*. [https://www.dropbox.com/s/owyrjv54qlfikya/poster\\_multicopter\\_wrenger\\_pannex.pdf?dl=0](https://www.dropbox.com/s/owyrjv54qlfikya/poster_multicopter_wrenger_pannex.pdf?dl=0)
- Wyngaard, J.C. and Brost R.A., 1984: Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 41, 102–112.
- Wyngaard, J.C., 2010: Turbulence in atmosphere. Cambridge University Press, 393 pp.
- Xie, B., Fung, J.C.H., Chan, A. and Lau, A., 2012: Evaluation of nonlocal and local planetary boundary layer schemes in the WRF model. *Journal of Geophysical Research* 117, D12103.
- Yamada, T. and Mellor, G., 1975: A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data. *Journal of Atmospheric Sciences* 32, 23099–2329.
- Zeman, O., 1981: Progress in the modelling of planetary boundary layers. *Annual Review of Fluid Mechanics* 13, 253–272.
- Zhang, D. and Anthes, R.A., 1982: A high-resolution model of the planetary layer – sensitivity tests and comparison with SESAME-79 data. *Journal of Applied Meteorology* 21, 1594–1609.

- Zhang, D.L. and Zheng, W.Z., 2004: Diurnal cycles of surface winds and temperatures as simulated by five boundary layer parameterizations, *Journal of Applied Meteorology* 43, 157–169.
- Zilitinkevich, S.S. and Chalikov, D.V., 1968. Determining the universal wind-velocity and temperature profiles in the atmospheric boundary layer. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics* 4, 294–302. (English version 165–170.)
- Zlatev, Z., 1995: Computer treatment of large air pollution models. Kluwer Academic Publishers, 380 pp.

## KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Köszönettel tartozom témavezetőmnek, Dr. Weidinger Tamás egyetemi docensnek, aki a doktori folyamat során irányította a munkámat és lehetőséget biztosított a témakör minél részletesebb megismeréséhez.

Szeretnék köszönetet mondani Gyöngyösi András Zénó okleveles meteorológusnak, aki segített a WRF modell futtatásában és a modellbeállítások meghatározásában.

Köszönöm Dr. Douglas Parker egyetemi tanárnak (University of Leeds) és Dr. Jim McQuaid egyetemi docensnek (University of Leeds), hogy támogatták részvételem a Fennec mérési kampányban, valamint hozzáférést biztosítottak a mérési adatbázishoz. A TETRAD képzésen és Fennec kampányban az EUFAR anyagi támogatásának köszönhetően tudtam részt venni.



## RÖVID ÖSSZEGZÉS

A planetáris határrétegben (PHR-ben) lejátszódó turbulens kicserélődési folyamatok megértése, a határréteg szerkezetének megismerése kiemelt szerepet játszik a meteorológiai-, terjedési- és környezeti modellek fejlesztésében. Az 1D vertikális modellek a határréteg-kutatás klasszikus eszközeinek számítanak, segítségükkel átfogóan vizsgálhatóak a határréteg tulajdonságai, valamint hasonlíthatók össze a modellezés során alkalmazott parametrizációs eljárások és a határréteg-vastagság becslésére kidolgozott módszerek.

Munkám elsődleges célja egy saját elképzelés szerint szerkesztett keveredési modell és a segítségével épített 1D PHR modell bemutatása, illetve a modellverifikációs folyamat ismertetése. A keveredési modellt azzal a feltételezéssel szerkesztettem, hogy a konvektív határréteg tulajdonságait a rácsfelbontás alatti (lokális) és, a különböző méretű, rácsfelbontás feletti (nemlokális) turbulens örvények együttese határozza meg. Alkalmazása során a turbulens diffúziós és- feláramlási együttható, valamint a lokális és nemlokális kicserélődési folyamatok arányának a meghatározásra van szükség. A turbulens diffúziós- és feláramlási együtthatók értékét elsőrendű lezárás segítségével határoztam meg. Foglalkoztam a lokális és nemlokális keveredés arányának a becslésére kidolgozott elméleti módszer elemzésével és a módszerben rejlő bizonytalanság érzékenységi vizsgálatokkal történő számszerűsítésével.

A modellverifikációt mesterséges teszt-adatok és a Wangara adatbázis segítségével végeztem. Az összehasonlító vizsgálatokban különböző lokális és nemlokális parametrizációs eljárások alkalmazása során modellezett virtuális potenciális hőmérséklet, horizontális szélesség és passzív nyomanyag profilokat hasonlítottam össze, valamint vizsgáltam a határréteg-vastagság napi menetének alakulását. Az 1D PHR modell segítségével nyert profilok jó egyezést mutatnak a mérési eredményekkel.

Az 1D modellt alkalmaztam az erősen konvektív határréteg fejlődésnek szimulálására, a sivatagok felett kialakuló PHR szerkezetének leírására. Bekapcsolódtam a modellezési munkához szükséges adatbázis előállításába. Az EUFAR (European Facility for Airborne Research) támogatásának köszönhetően részt vettem a Fennec mérési kampányban, amelynek célja a Szahara időjárásra és éghajlatra gyakorolt hatásának a megértése. A Szahara felett kialakuló határréteg szerkezetét, az 1D szimulációk eredményeinek értelmezése mellett, a mérési adatok és 3D WRF modellfuttatások segítségével is vizsgáltam.

## SUMMARY

The description of the atmospheric boundary layer (ABL) characteristics and the understanding of turbulent mixing processes play an important role in the development of weather prediction, air pollution and environmental models. Single-column (1D) models are very useful tools in ABL investigation. Such models are comprehensive enough to illustrate basic ABL characteristics, to simulate boundary layer processes, as well as to compare different types of parameterization and ABL height determination methods.

The aim of my study is to represent the designed first order single-column ABL model (mixing concept, calculation of turbulent mixing rates, and estimation of the ABL height), which employs a combined (local and nonlocal) mixing scheme, as well as to introduce the model evaluation process. In stable and neutral static conditions, turbulent mixing is simulated as a subgrid (local) process. In unstable conditions, depending on the calculated ratio between local and nonlocal mixing of heat, the model simulates turbulent mixing as a split between small-scale and large-scale processes. Furthermore, the uncertainty range affected by the choice of profile functions when estimating the ratio between local and nonlocal mixing processes was analyzed.

In order to verify the validity of the model, controlled offline numerical experiments were conducted. These experiments showed that the designed model is able to simulate realistic potential temperature, horizontal wind speed, and passive tracer profiles. A comparison with the Wangara Experiment data demonstrated a good agreement between the measured and simulated vertical profiles and also provided a reasonably accurate estimation of the ABL height during the temporal evolution and collapse.

The goal of the Fennec program is to extend our knowledge on the impact of the Saharan atmosphere on the climate system. As an EUFAR (European Facility for Airborne Research) student I joined the team of the Fennec observational program. The designed single-column ABL model was used to study the Saharan boundary layer. Model results were compared with the observational data. The 3D WRF model was employed to compare vertical profiles of virtual potential temperature and horizontal wind speed obtained by different parameterization methods. In addition, the diurnal march of the Saharan ABL height was analyzed.

